

Université de Montréal

**Discrimination d'événements par analyse des signaux enregistrés par le projet
PICASSO**

par
Simon Archambault

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

juillet, 2010

© Simon Archambault, 2010.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Discrimination d'événements par analyse des signaux enregistrés par le projet
PICASSO**

présenté par:

Simon Archambault

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Claude Leroy,	président-rapporteur
Viktor Zacek,	directeur de recherche
Louis-André Hamel,	membre du jury

Mémoire accepté le:

RÉSUMÉ

La matière sombre est un mystère dans le domaine de l'astrophysique depuis déjà plusieurs années. De nombreuses observations montrent que jusqu'à 85 % de la masse gravitationnelle totale de l'univers serait composée de cette matière de nature inconnue. Une théorie expliquant cette masse manquante considérerait les WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles), particules stables, non chargées, prédites par des extensions du modèle standard, comme candidats.

Le projet PICASSO (Projet d'Identification des CAndidats Supersymétriques à la matière Sombre) est une expérience qui tente de détecter directement le WIMP. Le projet utilise des détecteurs à gouttelettes de fréon (C_4F_{10}) surchauffées. La collision entre un WIMP et le noyau de fluor crée un recul nucléaire qui cause à son tour une transition de phase de la gouttelette liquide à une bulle gazeuse. Le bruit de ce phénomène est alors capté par des senseurs piézoélectriques montés sur les parois des détecteurs.

Le WIMP n'est cependant pas la seule particule pouvant causer une telle transition de phase. D'autres particules environnantes peuvent former des bulles, telles les particules α où même des rayons γ . Le système d'acquisition de données (DAQ) est aussi en proie à du bruit électronique qui peut être enregistré, ainsi que sensible à du bruit acoustique extérieur au détecteur. Finalement, des fractures dans le polymère qui tient les gouttelettes en place peut également causer des transitions de phase spontanées.

Il faut donc minimiser l'impact de tous ces différents bruit de fond. La pureté du matériel utilisé dans la fabrication des détecteurs devient alors très importante. On fait aussi appel à des méthodes qui impliquent l'utilisation de variables de discrimination développées dans le but d'améliorer les limites d'exclusion de détection du WIMP.

Mots clés: Matière sombre, supersymétrie, WIMP, neutralino, détecteur à gouttelettes surchauffées, neutron, particule α , bruit de fond.

ABSTRACT

Dark matter has been a mystery for astrophysicists for years now. Numerous observations have shown that up to 85 % of the gravitation mass of the universe is made of this unknown type of matter. One of the theories explaining this missing mass problem considers WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles), neutral stable particles predicted by extensions of the standard model, as possible candidates.

The PICASSO experiment (Project In Canada to Search for Supersymmetric Objects) tries to detect this particle directly. The technique uses superheated droplet detectors, with freon (C_4F_{10}) as the active medium. When a WIMP hits the fluorine nucleus, it creates a nuclear recoil, which in turn triggers a phase transition from a liquid droplet to a gaseous bubble. The acoustic noise of this event is then recorded by piezoelectric transducers mounted on the walls of the detector.

There are however other particles than the WIMPs that can trigger this phase transition. α particles, or even γ rays can create bubbles. The Data Acquisition System (DAQ) is also subject to electronic noise that can be picked up, and to acoustic noise coming from an exterior source. Fractures in the polymer holding the droplets in place can also trigger spontaneous phase transitions.

There is therefore a need to minimize the impact of these background noises. The level of purity of the ingredients used in detector fabrication then becomes very important. Digital processing methods are also used to develop discrimination variables that improve the limits of detection of the WIMP.

Keywords: Dark matter, supersymmetry, WIMP, Neutralino, superheated droplet detectors, neutron, α particle, background noise.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	viii
LISTE DES FIGURES	ix
LISTE DES ANNEXES	xii
DÉDICACE	xiii
REMERCIEMENTS	xiv
CONTRIBUTIONS DE L'AUTEUR	xv
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : THÉORIES DE MATIÈRE SOMBRE	3
1.1 Evidence de l'existence de la matière sombre	3
1.1.1 Courbe de rotation des galaxies	3
1.1.2 Lentilles gravitationnelles	4
1.1.3 Anisotropie du rayonnement fossile	5
1.1.4 Observations récentes	7
1.2 Candidats	10
1.2.1 Matière sombre baryonique	10
1.2.2 MOND	10
1.3 Le candidat recherché par PICASSO : Le neutralino	13
1.3.1 Matière sombre froide supersymétrique	13

1.3.2	Détection indirecte	16
1.3.3	Détection directe et relation avec le spin	16
CHAPITRE 2 : L'EXPÉRIENCE PICASSO		19
2.1	Détecteurs à gouttelettes surchauffées	19
2.2	Les détecteurs PICASSO	21
2.2.1	Description	21
2.2.2	Efficacité de détection des rayonnements	22
2.2.3	Détection du neutralino	24
2.3	PICASSO à SNOLab	27
CHAPITRE 3 : FABRICATION DES DÉTECTEURS		31
3.1	Environnement de fabrication	31
3.2	Détecteurs de 4.5 litres	32
3.2.1	Créer le monomère	32
3.2.2	Injection du C_4F_{10} et polymérisation	33
3.3	Purification	35
3.3.1	Nettoyage du matériel	36
3.3.2	Filtrage au HZrO	36
3.4	Etalonnage du détecteur	37
3.4.1	Détermination de la masse active	37
3.4.2	Mesures de bruit de fond	40
CHAPITRE 4 : ANALYSE DES DONNÉES		42
4.1	Le système d'acquisition de données	42
4.2	Distribution des énergies	43
4.2.1	Description	43
4.2.2	Propriétés de EVar	43
4.3	Analyse de Fourier	48
4.3.1	Description	48
4.3.2	Identification des détecteurs brisés	51

4.4	Comparaison des énergies et des fréquences	51
CHAPITRE 5 : CATALOGUE DES ÉVÉNEMENTS		54
5.1	Les neutrons et les WIMPs	54
5.2	Les particules alpha	55
5.3	Les fractures	59
5.3.1	L'ancien DAQ	59
5.3.2	Le nouveau DAQ	61
5.3.3	Les événements multiples	63
5.4	Les bruits	64
5.4.1	Les bruits acoustiques	64
5.4.2	Les bruits électroniques	65
5.5	Les bulles d'air	67
5.6	Saturation	69
5.7	Événements inconnus	71
CHAPITRE 6 : MESURES À SNOLAB		77
6.1	Mesure de bruit de fond à SNOLab	77
6.2	Résultats récents et nouvelles limites	79
CONCLUSION		83
BIBLIOGRAPHIE		85

LISTE DES TABLEAUX

1.I	Paramètres ajustés par WMAP	8
3.I	Caractéristiques de la source d'AcBe	39

LISTE DES FIGURES

1.1	Courbe de rotation de NGC 3198	4
1.2	Amas du Boulet observé dans différents domaines	5
1.3	Puits de gravité de l'Amas du Boulet et distribution des gaz chauds . . .	6
1.4	Rayonnement de fond cosmique observé par WMAP	6
1.5	Fluctuations de température du bruit de fond cosmique	7
1.6	Comparaison de l'analyse des bruits en avant-plan de WMAP	9
1.7	Comparaison attendue et observée de la brume WMAP	9
1.8	Courbe de rotation des galaxies selon MOND	12
1.9	Distribution de masse selon MOND et les équations de Newton	12
1.10	Unification des forces par l'ajout de la supersymétrie au modèle standard	14
1.11	Diagrammes de Feynman des interactions neutralinos-quarks	17
2.1	Schéma d'un détecteur PICASSO	21
2.2	Capteurs piézoélectriques	22
2.3	Énergie de seuil de nucléation du fréon	23
2.4	Efficacité de détection du détecteur PICASSO	24
2.5	Taux de comptage des WIMPs en fonction de la température	26
2.6	Schéma de la mine Creighton à Sudbury	27
2.7	L'édifice de SNOLab, en surface	28
2.8	Flux de muons cosmiques en fonction de la profondeur	29
2.9	Montage de PICASSO à SNOLab	29
2.10	Les détecteurs à l'intérieur d'un TPCS	30
3.1	Photo de la salle blanche	32
3.2	Représentation de la polymérisation du gel	34
3.3	Distribution de taille des gouttelettes dans le détecteur.	35
3.4	Photographie du bain ultrasonique	36
3.5	Taux de comptage de détecteurs filtrés et non-filtrés	38
3.6	Montage de l'étalonnage du détecteur à Montréal	39

3.7	Comparaison des taux de comptage simulés et mesurés	41
4.1	Exemple d'un signal filtré	44
4.2	Les différentes étapes de EVar.	44
4.3	Distribution de EVar pour une prise de données typique	45
4.4	Discrimination α -neutron selon l'amplitude	46
4.5	Discrimination α -neutron selon EVar	46
4.6	Évolution de EVar selon la température	47
4.7	Discrimination α -neutron en fonction de la température	48
4.8	Un signal de PICASSO avec sa transformée de Fourier	49
4.9	Régions de la transformée de Fourier utilisées par FVar	50
4.10	Distribution de FVar typique	50
4.11	Distribution de FVar indiquant une fracture dans le détecteur	52
4.12	Graphique-FE d'une prise de données typique	53
5.1	Exemple d'un événement dû à un neutron	55
5.2	Graphique-FE d'une séance d'étalonnage à 30 °C	56
5.3	Événement typique causé par une particule α	56
5.4	Graphique-FE des événements causés par des particules α	57
5.5	Évolution de la croissance de la bulle selon la particule incidente	58
5.6	Nombre d'événements en fonction du temps d'un détecteur avec fracture	60
5.7	Exemple d'un événement dû à une fracture	60
5.8	Graphique-FE d'une prise de donnée d'un détecteur avec fracture	61
5.9	Exemple d'un événement de fracture enregistré par le nouveau DAQ	62
5.10	Graphique-FE de la dernière prise de donnée avec le détecteur 129.	62
5.11	Signal et transformée de Fourier d'un événement multiple	63
5.12	Graphique-FE des événements multiples par rapport aux neutrons	64
5.13	Exemple d'un signal de bruit acoustique	65
5.14	Exemple d'un événement de pic électronique	66
5.15	Exemple d'un événement de bruit quelconque	66
5.16	Graphique-FE des événements provoqués par du bruit	67

5.17	Graphique-FE pour le détecteur sans fréon	68
5.18	Exemple d'un signal de bulle d'air	69
5.19	Graphique-FE comparant des événements de neutron et des bulles d'air	70
5.20	Exemple d'un événement saturé	70
5.21	Distribution EVar de quatre hautes températures	72
5.22	Signal d'un événement de type encore inconnu	73
5.23	Graphique-FE des événements inconnus	73
5.24	Taux de comptage des détecteurs PICASSO face à des sources de γ	74
5.25	Localisation des événements inconnus à 45 et 50 °C	75
6.1	Taux de comptage en fonction de la température des détecteurs 71 et 72.	78
6.2	Résultats de l'expérience DAMA/LIBRA	80
6.3	Graphique des deux événements candidats de CDMS.	81
6.4	Courbe d'exclusion de PICASSO	82

LISTE DES ANNEXES

Annexe I :	Dark Matter Limits by PICASSO	xvi
Annexe II :	Liste des événements utilisés dans le catalogue	xxv

Ne pas se moquer, ni déplorer, ni détester, mais
comprendre.

-Spinoza

REMERCIEMENTS

J'aimerais en premier lieu remercier mes parents, Jacques et Manon, pour leur support inconditionnel et de ne jamais avoir arrêté de croire en moi une seule seconde. Un merci souligné à mon père, qui s'est offert pour les corrections de français de ce mémoire. Je veux aussi remercier mon directeur de recherche, M. Viktor Zacek, qui m'a donné l'opportunité de faire de la recherche, ainsi que le guide perpétuel tout au long de ma maîtrise, ainsi que ses conseils pour la rédaction de ce mémoire.

Des remerciements à mes collègues, qui ont fait paraître les routes vers Sudbury et autres destinations beaucoup moins longues qu'elles ne le sont réellement, ainsi que les bons moments partagés de façon générale, et finalement qui ont permis de faire oublier que le pavillon René-J.-A.-Lévesque n'a pas de fenêtres : Fabrice, Mathieu, Sujeewa, Matthieu et Marie-Cécile. Un grand merci pour Marie-Cécile, qui s'est montrée très patiente avec moi lorsque j'ai commencé dans le projet alors qu'elle m'expliquait le fonctionnement d'à peu près tout.

Je veux finalement remercier tous les membres de la collaboration PICASSO, qui, sans eux, il n'y aurait simplement pas d'expériences !

CONTRIBUTIONS DE L'AUTEUR

Ce mémoire présente la majorité de mon travail pour le projet PICASSO. J'ai effectué différents tests de bruits sur un détecteurs rempli d'eau afin d'étudier l'effet des bulles d'air sur les signaux captés et ensuite en analyser les résultats. Le tout m'a mené à proposer l'ajout d'un détecteur sans masse active dans le montage à SNOLab afin de mieux comprendre le comportement de ces bulles d'air. J'ai aussi observé l'effet d'une fracture dans le gel du détecteur et cela a permis le développement d'une nouvelle variable de discrimination basée sur les transformées de Fourier des signaux, qui va être discutée plus en détail dans ce mémoire. De plus, j'ai travaillé avec la variable basée sur l'énergie du signal afin de tenter d'améliorer la discrimination qu'elle procure. J'ai participé à la fabrication de plusieurs détecteurs, ainsi qu'à leur étalonnage, et qui sont maintenant installés dans la mine à Sudbury. Finalement, j'ai aussi catalogué les différents types d'événements enregistrés par les détecteurs, associés avec leur signal brut, leur signal filtré et leur transformée de Fourier. J'ai d'ailleurs eu à travailler avec l'algorithme de localisation pour l'étude de l'un de ces types d'événement de nature encore inconnue au moment de l'écriture de ce mémoire.

INTRODUCTION

La matière sombre est un mystère posant un défi de taille aux scientifiques. Puisqu'il a été découvert que jusqu'à 96% de la matière de l'univers est de nature inconnue, la communauté scientifique a donc été amené à explorer différentes théories pour expliquer sa nature. Les WIMPs (de l'anglais "Weakly Interacting Massive Particles"), prédits par les extensions du modèle standard, est un des candidats les plus probables. La particule stable la plus légère prédite par ce modèle est le neutralino χ^0 .

Le projet PICASSO (Projet d'Identification des CAndidats Supersymétriques à la matière Sombre) utilise des détecteurs de gouttelettes de fréon (C_4F_{10}) en surchauffe dans le but de détecter des WIMPs. Il s'agit d'une expérience de comptage, où le taux d'interaction attendu du WIMP est excessivement faible. Comme pour la plupart des expériences de ce type, ces détecteurs sont sensibles à plusieurs types de bruit de fond, et pour les réduire, mis à part augmenter la masse active des détecteurs et diminuer la contamination radioactive interne, il faut aussi en comprendre le comportement.

Ce mémoire présente en premier lieu les différentes preuves empiriques de l'existence de la matière sombre, ainsi que différentes théories possibles en expliquant la nature. PICASSO recherchant les WIMPs, les techniques employées à leur détection seront aussi expliquées.

Au chapitre suivant, le projet PICASSO sera présenté en détail, expliquant le principe de fonctionnement du détecteur, sa sensibilité aux WIMPs et une description du montage à SNOLab (de l'anglais "Sudbury Neutrino Observatory Laboratory"). Le tout se termine par une démonstration de l'efficacité de détection du détecteur par rapport aux bruits de fond.

Le prochain chapitre décrira les différentes étapes de fabrication d'un détecteur, en commençant par l'environnement de fabrication ainsi que l'étalonnage du détecteur, en passant par une description de la fabrication du polymère qui maintient les gouttelettes sur place.

Par la suite, les différents outils d'analyse développés par PICASSO vont être expliqués.

Le système d'acquisition de données (DAQ) sera décrit, puisqu'aucune analyse ne serait possible sans un tel système. Les variables utilisées seront par la suite détaillées : les distributions en énergie des signaux enregistrés ainsi qu'une analyse de Fourier.

L'avant-dernier chapitre se concentrera sur les différents types d'événements déclenchant le détecteur. Ceux-ci seront énumérés, avec une explication de leur provenance et une analyse de leur comportement face aux variables de discrimination qui auront été décrites au chapitre précédent.

Le chapitre final parlera des mesures prises à SNOLab, et les derniers résultats qui ont été publiés durant l'été 2009 grâce à ces mesures.

CHAPITRE 1

THÉORIES DE MATIÈRE SOMBRE

C'est l'astronome suisse Fritz Zwicky qui fut le premier à postuler l'existence de la matière sombre, en 1933, en observant l'amas de galaxies de Coma [1]. Depuis, de nombreuses observations ont rajouté de la crédibilité à cette hypothèse. Ce chapitre discutera des indices les plus convaincants en support à la matière sombre, ainsi que de quelques théories tentant d'en expliquer la nature. Par la suite, diverses techniques de détection du candidat recherché par PICASSO vont être expliquées.

1.1 Evidence de l'existence de la matière sombre

1.1.1 Courbe de rotation des galaxies

L'étude des courbes de rotation des galaxies constitue une des preuves les plus directes de l'existence de la matière sombre. Selon les lois de Newton, si une étoile est en orbite liée à une galaxie, il y aura équilibre des forces sur cette étoile, impliquant que la force centrifuge F_c sera égale à la force gravitationnelle F_g selon :

$$F_c = \frac{m(V_{rot})^2}{r} = \frac{GM_r m}{r^2} = F_g \quad (1.1)$$

où M_r est la masse à l'intérieur d'un rayon r à partir du centre de la galaxie. Il devient alors possible de trouver la vitesse de rotation de l'étoile à ce point :

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_r}{r}} \quad (1.2)$$

Ainsi, si la distribution de masse de la galaxie correspondait seulement à la matière visible, et qu'un observateur est situé à une distance suffisamment grande de la galaxie, la distribution de masse devrait devenir telle que la vitesse des étoiles devrait diminuer selon $\sqrt{\frac{1}{r}}$ [2].

Cependant, ce qui est observé est bien différent. En effet, la vitesse de rotation des galaxies semble rester constante malgré un éloignement croissant. Ceci peut alors être expliqué par un halo de masse non-visible réparti dans la galaxie, permettant ainsi l'augmentation linéaire de la masse totale avec r . Les observations effectuées amènent à estimer que jusqu'à 90 % de la masse totale de la galaxie serait composée de cette masse non-visible en plus de la masse lumineuse observée, comme le montre la figure 1.1.

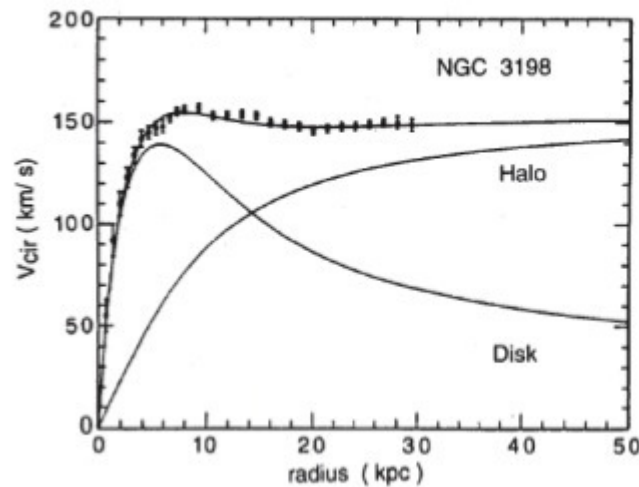


Figure 1.1 – Courbe de rotation de la galaxie NGC 3198, avec la contribution du halo de matière sombre s'ajoutant à la contribution de la matière lumineuse [3]

1.1.2 Lentilles gravitationnelles

Selon la théorie de la relativité générale d'Einstein, un rayon de lumière passant dans un champ gravitationnel généré par une masse M sera dévié par ce champ [4]. Si on observe l'effet de lentille causé par une galaxie sur un objet derrière celle-ci, il devient alors possible de déterminer la masse totale de cette galaxie.

Il est aussi possible de mesurer la masse visible de la galaxie. En comparant ces deux masses, on peut voir que la masse lumineuse est nettement insuffisante pour expliquer l'effet de lentille gravitationnelle observé.

Un exemple marquant d'une telle situation est le cas de l'amas du Boulet (figure 1.2) [5].

L'amas du Boulet est le résultat d'une collision entre deux amas de galaxies. Dans le domaine du visible, les galaxies individuelles ont suivi leur trajectoire, presque in affectées, puisque l'amas, étant de faible densité, minimise les probabilités d'interaction entre les galaxies. Au niveau des rayons X, de très chauds nuages de gaz sont entrés en collision, et puisque ces nuages interagissent fortement, ils sont ralentis par la collision. Finalement, l'analyse des lentilles gravitationnelles montre une distribution de matière sombre qui, n'interagissant que très faiblement, ne subit pas de ralentissement ou n'affecte pas sa trajectoire, tout comme les galaxies impliquées dans la collision [5].

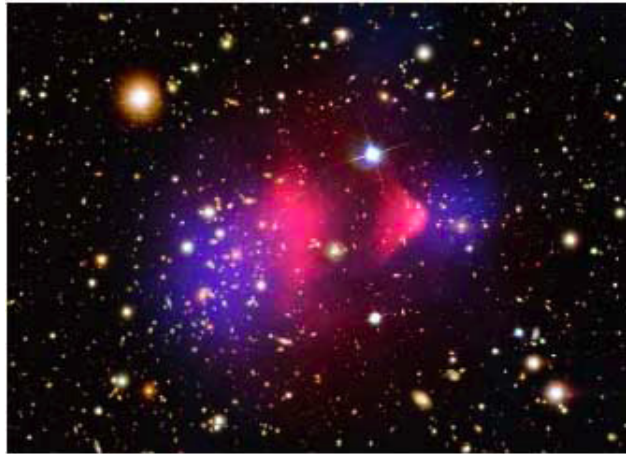


Figure 1.2 – Amas du Boulet, avec superposition, en rouge, de l'émission des rayons X par les gaz chauds, en bleu, la distribution de matière sombre observée par l'effet de lentille gravitationnelle, et la distribution des galaxies dans le visible, après la collision des amas [6]

De plus, en étudiant les champs gravitationnels qui devraient être générés par la matière visible, c'est-à-dire les galaxies, leur distribution est décalée par rapport aux centres des puits gravitationnels, ce qui montre donc la nécessité d'avoir un halo de matière sombre autour des amas afin d'obtenir des puits de gravité logiques. Le résultat de cette analyse est montré à la figure 1.3.

1.1.3 Anisotropie du rayonnement fossile

L'expérience WMAP est une expérience qui a pour but d'observer le rayonnement fossile de l'univers. Après le Big Bang, la densité de matière était suffisamment élevée

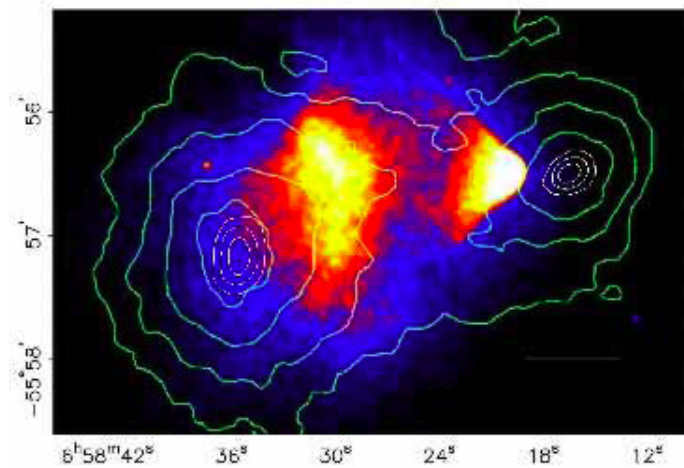


Figure 1.3 – Superposition des émissions en rayon X des gaz chauds de l’amas du Boulet, avec les contours de densité obtenus par lentilles gravitationnelles, après la collision. [5]

que les photons devaient être couplés avec les électrons et protons du plasma primordial. À mesure que la température de l’univers a diminué, des atomes ont pu commencer à se former et la radiation s’est libérée. C’est donc à ce moment que le rayonnement fossile est émis, originalement avec un spectre de corps noir de 3000K libéré isotropiquement. Ce spectre s’est ensuite refroidi, dû à l’expansion de l’univers, et il se trouve de nos jours dans les micro-ondes, à 2,725K.

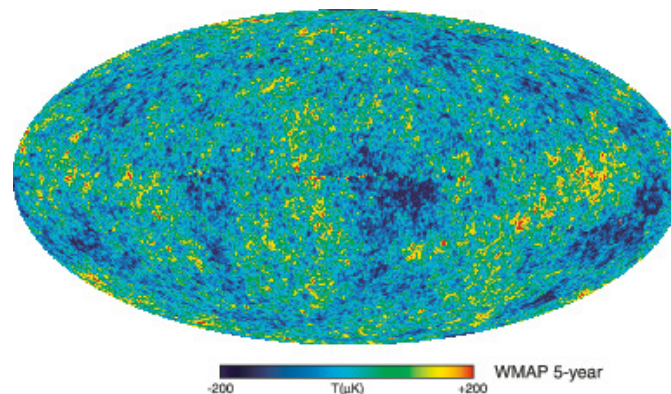


Figure 1.4 – Rayonnement de fond cosmique observé par WMAP sur une période de 5 ans. Les différences de couleur représentent les fluctuations de température dans le rayonnement, où le rouge est plus chaud et le bleu plus froid. [7]

La figure 1.4 montre le rayonnement de fond cosmique mesuré par WMAP, après 5 ans de prises de données. Les fluctuations de température mesurées sont directement reliées à la distribution de matière à ce moment. La distribution montrée à la figure 1.5 représente la fluctuation du bruit de fond cosmologique. La ligne pleine représente un ajustement sur les données selon le modèle théorique de matière sombre froide (Λ CDM) [8], qui est le meilleur modèle expliquant cette distribution. À partir de ces données, les paramètres du modèle Λ CDM ont pu être trouvés et sont donnés au tableau 1.I. De plus, cela a permis à WMAP de déterminer que seulement 4% de l'univers est composé de matière baryonique, 23% de matière sombre froide, et le dernier 73% est l'énergie sombre.

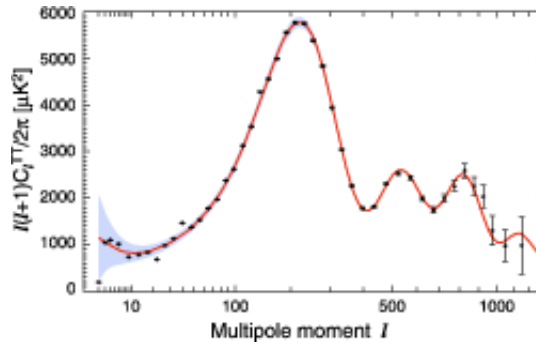


Figure 1.5 – Spectre de puissance des fluctuations de température du bruit de fond cosmologique observé par WMAP sur une période de 7 ans [8]. La ligne pleine représente l'ajustement de la courbe selon la théorie Λ CDM et est le meilleur modèle pour expliquer cette distribution

1.1.4 Observations récentes

Une autre observation qui suggère l'existence de la matière sombre est amenée par l'analyse des résultats de WMAP. En effet, WMAP a mesuré l'anisotropie en prenant des données du ciel complet dans une bande optique allant de 23 à 94 GHz (Figure 1.6a) [9]. Pour arriver à l'anisotropie montrée à la figure 1.4, il a alors fallu éliminer toutes les sources dites "en avant-plan". C'est en analysant cet avant-plan qu'un phénomène a été découvert qui suggérerait l'existence de la matière sombre : la "brume" de WMAP (de l'anglais *WMAP Haze*) (Figure 1.6b).

Paramètre	Valeur
$\Omega_b h^2$	$0.02258^{+0.00057}_{-0.00056}$
$\Omega_c h^2$	0.1109 ± 0.0056
Ω_Λ	0.734 ± 0.029
H_0	71.0 ± 2.5
n_s	0.963 ± 0.014
τ	0.088 ± 0.015
σ_8	0.801 ± 0.030

Tableau 1.I – Valeurs des paramètres du modèle Λ CDM ajustés aux résultats de WMAP. Avec h le paramètre de Hubble, $\Omega_b h^2$ est la densité de matière baryonique, $\Omega_c h^2$, la densité de matière sombre froide, Ω_Λ , la densité d'énergie sombre, H_0 , la constante de Hubble, n_s , l'amplitude des fluctuations, τ , la profondeur optique de réionisation, et σ_8 est la pente de la perturbation du spectre scalaire. [8]

Cette brume serait causée par le rayonnement synchrotron de paires d'électrons-positrons ultra-relativistes [10]. Si il est présumé que la densité de matière sombre est plus grande au centre de la galaxie, il est plus probable que deux particules de matière sombre entrent en collision et produisent ces paires selon la réaction :

$$\chi\tilde{\chi} \rightarrow \gamma + \pi^0, \pi^+, \pi^- \quad (1.3)$$

où les pions se désintègrent :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.4)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.5)$$

et les muons se désintègrent à leur tour :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.6)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.7)$$

Le spectre de puissance, sa morphologie et la puissance totale attendus par ce modèle concordent avec ceux observés dans la brume, donnant des paramètres cosmologiques

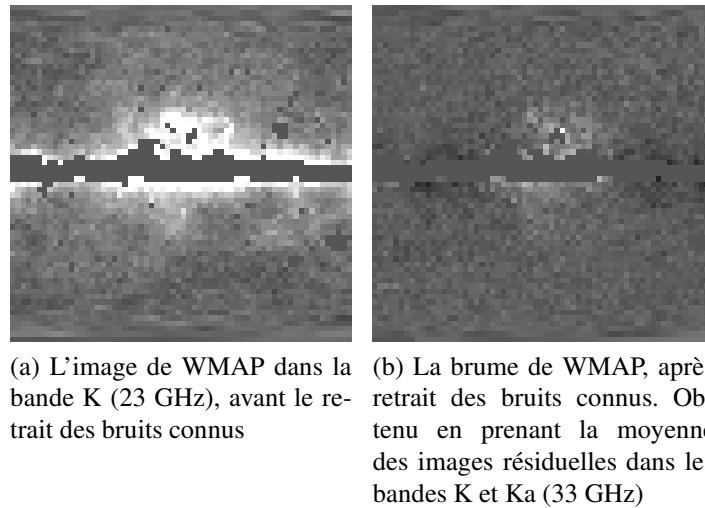


Figure 1.6 – Comparaison de l'analyse des bruits en avant-plan de WMAP [9]

raisonnables et en accord avec les contraintes imposées par d'autres observations. La figure 1.7 fait une comparaison entre la prédiction du modèle d'annihilation de matière sombre et la brume observée.

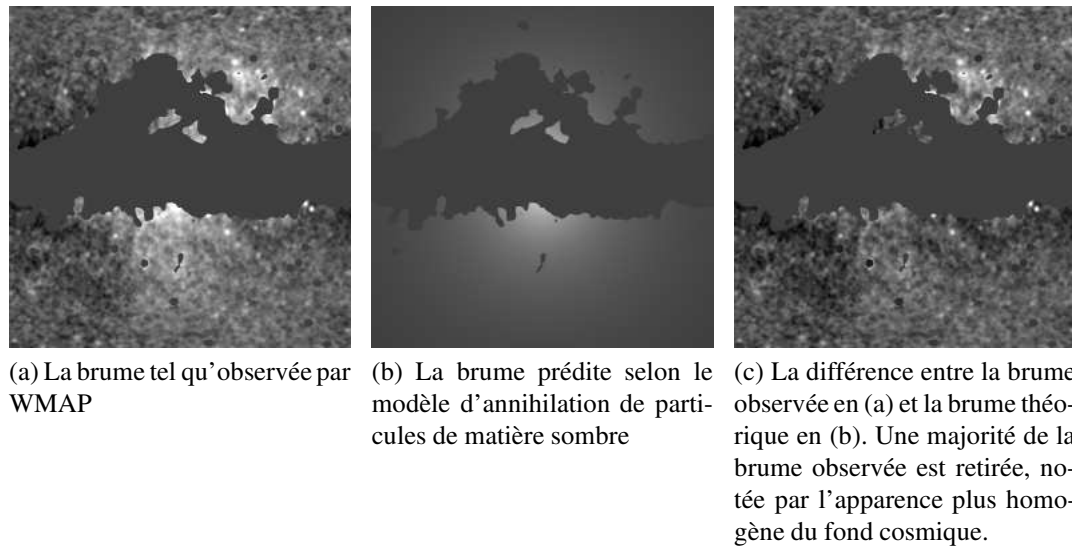


Figure 1.7 – Comparaison entre le modèle et la brume observée de WMAP dans la bande K [10]

1.2 Candidats

Plusieurs théories se sont présentées dans le but d'expliquer de quoi serait composée la matière sombre. Quelques-unes d'entre elles vont être présentées ici, avec les observations en leur faveur ainsi que celles qui ne concordent pas avec ces théories.

1.2.1 Matière sombre baryonique

Une idée qui semble, aux premiers abords, être une explication idéale serait que la matière sombre soit composée de matière baryonique, c'est-à-dire d'objets composés de matière ordinaire. Il faut aussi que ces objets n'émettent pas de lumière, ou très peu. De tels objets peuvent bel et bien exister, et ils sont appelés des MACHO ("MASSive Compact Halo Object"). Ces objets peuvent être des naines brunes, ou des étoiles à neutrons ou même des trous noirs. Puisqu'ils n'émettent pas ou très peu dans le spectre électromagnétique, il faut tenter de les détecter par d'autres méthodes, celle favorisée étant par observation d'effets de micro-lentille gravitationnelle causée par ces objets [11]. Cependant, les modèles de nucléosynthèse du Big Bang ne prédisent pas la création d'une quantité suffisante de tels objets pour expliquer toute la masse manquante [12]. De plus, les observations effectuées par divers projets ont déterminé une limite supérieure sur l'abondance de ces objets, et celle-ci est nettement insuffisante pour expliquer la matière sombre [11, 13].

1.2.2 MOND

Une possibilité intéressante serait que les lois de la gravitation telles que connues seraient soit erronées ou incomplètes, et où le concept de matière sombre n'aurait pas besoin d'être exprimé. Le professeur Mordechai Milgrom a développé une telle théorie, appelée MOND ("MODified Newtonian Dynamics"), en modifiant les lois de Newton [14]. Compte tenu du fait que la gravité est très bien connue au niveau du laboratoire, il a supposé que l'accélération gravitationnelle à l'échelle galactique aurait un comportement différent. Pour ce faire, Milgrom a proposé une légère modification de la deuxième loi de Newton :

$$F = m\mu\left(\frac{a}{a_0}\right)a \quad (1.8)$$

où a_0 est une constante avec unités d'accélération et μ est une fonction inconnue, qui doit avoir un comportement asymptotique tel que :

$$\mu(x \gg 1) \approx 1, \mu(x \ll 1) \approx x \quad (1.9)$$

De cette façon, à l'échelle galactique, lorsque l'accélération gravitationnelle subie par une étoile est excessivement faible, on obtient :

$$F = \frac{GMm}{r^2} = m\mu\left(\frac{a}{a_0}\right)a \quad (1.10)$$

$$\frac{GM}{r^2} = \frac{a^2}{a_0} \quad (1.11)$$

$$a = \frac{\sqrt{GMa_0}}{r} \quad (1.12)$$

Considérant une étoile dans une orbite circulaire, l'accélération est exprimée comme :

$$a = \frac{v^2}{r} \quad (1.13)$$

Il devient alors simple de trouver la vitesse de l'étoile :

$$v = (GMa_0)^{\frac{1}{4}} \quad (1.14)$$

Avec cette modification prise en compte, la vitesse des étoiles ne dépend plus du rayon, et alors les courbes de rotation des galaxies ont le comportement attendu, comme le montre la figure 1.8

Cependant, la figure 1.9 montre que ce modèle n'est pas parfait. La figure montre la masse dynamique mesurée par rapport à la masse observée de 93 amas de galaxies. La ligne représente la situation où la masse dynamique équivaut à la masse observée. La figure de gauche utilise les équations de Newton pour déterminer la masse dynamique, et celle de droite utilise les équations de MOND. On peut voir que, même si ce n'est pas

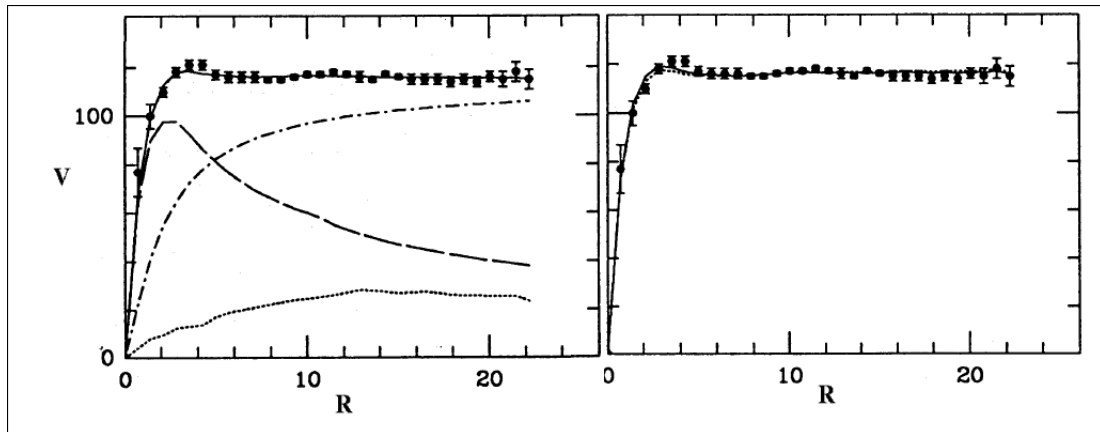


Figure 1.8 – Comparaison des courbes de rotation des galaxies selon deux modèles. (À gauche) Ajustement selon le modèle de matière sombre (ligne pleine). Les courbes de rotation des étoiles (les traits), du gaz (les pointillés), et du halo de matière sombre (trait-pointillé) sont montrés. (À droite) La courbe de rotation ajustée selon le modèle de MOND. [15]

parfait, MOND amène une amélioration nette.

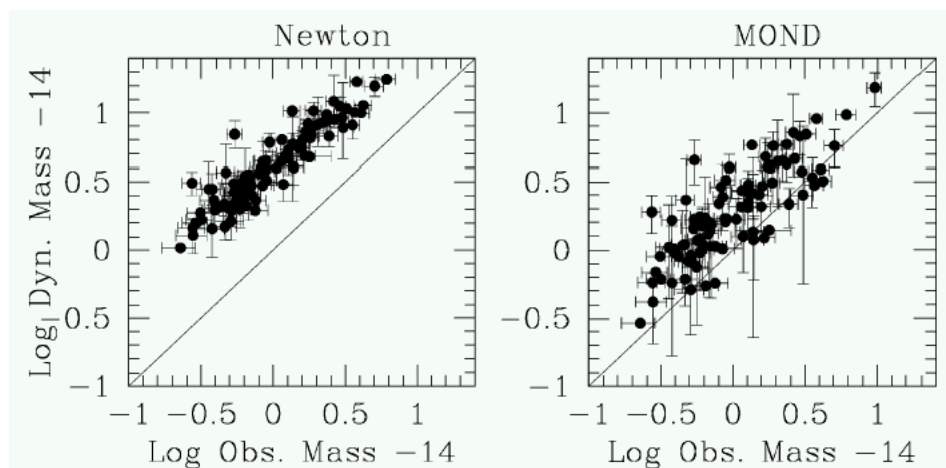


Figure 1.9 – Masse dynamique mesurée par rapport aux masses observées de 93 amas de galaxies émettant dans la gamme des rayons X. La ligne pleine représente la situation où les deux masses sont égales, situation attendue. (À gauche) La masse dynamique calculée avec les équations de Newton. (À droite) La masse dynamique est calculée avec MOND. MOND a une distribution plus proche que la méthode classique, sans toutefois être parfait. [15]

De plus, MOND ne peut pas expliquer de façon satisfaisante les résultats de l'aniso-

tropie de WMAP discutés à la sous-section 1.1.3 [16]. Cette théorie ne peut pas non plus expliquer la situation de l'Amas du Boulet discutée à la sous-section 1.1.4 [5]. En tenant compte de ces difficultés, la matière sombre est encore le meilleur modèle pour expliquer toutes les observations. Il faut cependant garder à l'esprit que la théorie MOND est basée sur des observations et n'est pas une théorie modifiée de la relativité générale d'Einstein, et donc par conséquent n'est pas encore une théorie complète. Une explication pour WMAP et l'Amas du Boulet pourrait encore être trouvée et concordée avec les observations. Il est toujours aussi possible que la théorie MOND soit correcte, mais qu'à elle seule ne puisse expliquer les comportements observés et qu'elle doive se combiner à la matière sombre.

1.3 Le candidat recherché par PICASSO : Le neutralino

Un des candidats que la communauté scientifique a le plus d'espoir de trouver et qui peut expliquer la matière sombre est le neutralino. Cette particule supersymétrique serait suffisamment massive et distribuée en halo autour des galaxies afin d'expliquer les différentes observations. Le projet PICASSO recherche activement cette particule, et cette section va expliquer la théorie derrière le neutralino ainsi que les différentes méthodes pour détecter cette particule.

1.3.1 Matière sombre froide supersymétrique

Le neutralino découle d'une théorie relativement récente de la physique moderne afin de tenter de régler divers problèmes du modèle standard des particules. En effet, malgré les succès du modèle standard, celui-ci n'est toujours pas parfait, et peine à expliquer la hiérarchie des masses ainsi qu'à unifier les trois forces qu'il décrit. En y rajoutant la supersymétrie (SUSY), ces problèmes s'effacent (comme montré à la figure 1.10), et par la même occasion procure un candidat idéal pour résoudre le problème de la matière sombre.

Expliqué simplement, SUSY postule une symétrie entre les bosons et les fermions. Soit une particule de spin j : selon SUSY, il existe un partenaire avec un spin de $j \pm \frac{1}{2}$

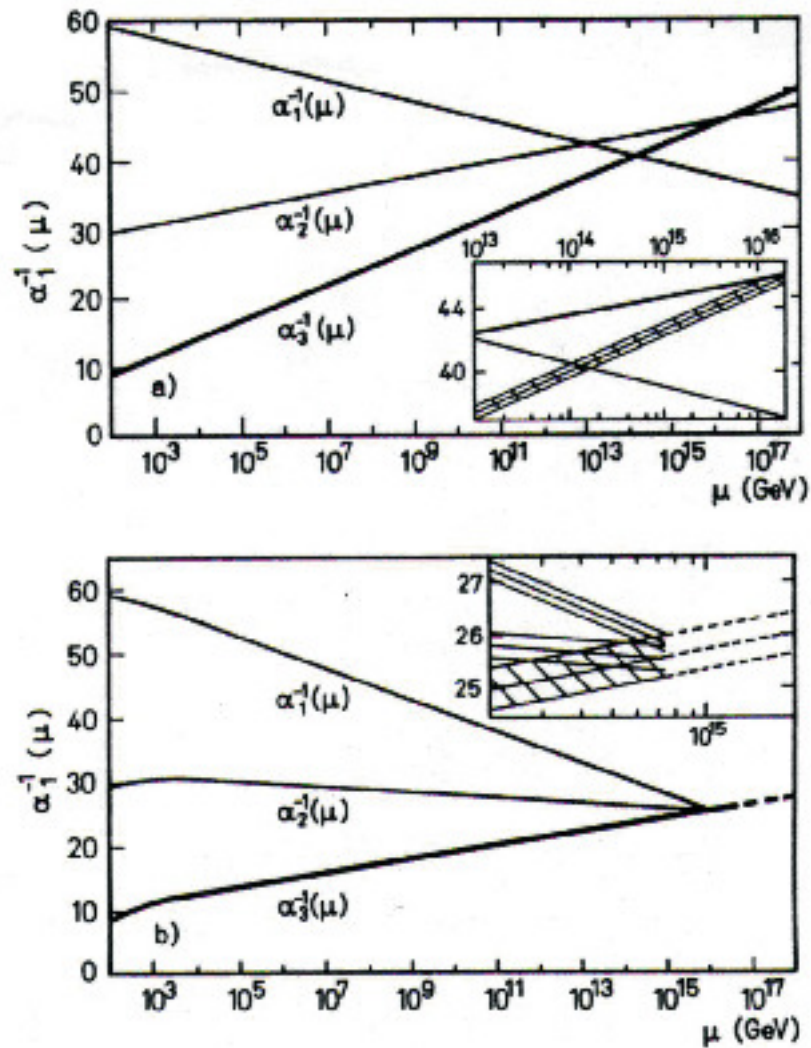


Figure 1.10 – Comparaison entre l'unification des forces selon le modèle standard simple (*haut*) et selon le modèle standard auquel est rajouté la supersymétrie (*bas*). On voit que les trois forces sont unifiées vers 10^{16} GeV, ce qui n'est pas le cas dans le modèle standard ordinaire. Les fonctions $\alpha_x(\mu)$ sont les constantes de couplage de jauge du modèle standard. [17]

avec la même masse, même charge électrique, et autres nombres quantiques [18]. En d'autres mots, un boson aura un fermion comme superpartenaire. Ainsi, pour toutes les particules existantes connues, il en existerait un nombre égal avec le spin comme seule différence. Cependant, aucun superpartenaire n'a encore été observé dans la nature. Cela implique alors que les superpartenaires ont une masse beaucoup plus grande, et donc que

la symétrie n'est pas parfaite.

En introduisant le concept de parité-R, SUSY mène naturellement à un candidat pour la matière sombre. La parité-R est représentée de cette façon :

$$R = (-1)^{L+3B+2J} \quad (1.15)$$

où L est le nombre leptonique, B le nombre baryonique et J est le spin. La parité-R vaut $+1$ pour les particules connues du modèle standard et -1 pour leurs superpartenaires. La conservation de la parité-R mène directement à trois conséquences :

1. Les particules supersymétriques (indiquées par \sim) ne sont produites qu'en paires par des réactions telles que $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}^+\tilde{e}^-$.
2. Les particules supersymétriques les plus lourdes se désintègrent en particules plus légères, tel que $\tilde{e} \rightarrow e\tilde{\gamma}$.
3. La particule la plus légère doit être stable puisqu'il n'y a pas d'autres particules supersymétriques plus légères vers laquelle elle peut se désintégrer.

Cette particule, appelée la superparticule stable la plus légère (LSP) [19], est le neutralino, de spin $\frac{1}{2}$. Le neutralino est sa propre antiparticule et est une combinaison linéaire de plusieurs superpartenaires :

$$\chi^0 = \alpha_1\tilde{\gamma} + \alpha_2\tilde{Z}^0 + \alpha_3\tilde{H}_1^0 + \alpha_4\tilde{H}_2^0 \quad (1.16)$$

où le $\tilde{\gamma}$ est le photino, superpartenaire du photon, le \tilde{Z}^0 est le zino, superpartenaire du boson Z^0 , et les \tilde{H}^0 sont deux Higgsinos neutres, superpartenaires du boson de Higgs [19, 20].

Le neutralino aurait une masse entre 30 GeV et 10 TeV. La particule n'interagit avec la matière que par interaction faible, et a une section efficace optimale de 10^{-9} pb selon l'atome avec lequel il interagit. Du fait de tous ces critères, le neutralino est alors un candidat idéal pour composer la matière sombre.

1.3.2 Détection indirecte

La détection indirecte du neutralino se fait par la détection des produits de l'annihilation du neutralino avec son antiparticule. Pour ce faire, il faut chercher ces produits aux endroits où les neutralinos ont le plus de chances de se rencontrer, c'est-à-dire là où ils sont plus denses, comme lorsque coïncés dans des puits gravitationnels, tel le centre de la galaxie, ou le centre du Soleil. L'annihilation de WIMPs se fait de différentes façons, soit en produisant des rayons γ de hautes énergies, ou bien par production de paires de proton-antiproton ou électron-positron, ou encore des neutrinos. En regardant dans ces régions plus denses, les diverses expériences qui tentent de détecter ces produits espèrent y voir de plus intenses signaux que ce qui serait attendu des modèles sans matière sombre [2].

La sous-section 1.1.4 a déjà fait état des observations effectuées au centre de la galaxie où la brume serait causée par annihilation de neutralinos.

Lors de l'annihilation de neutralinos à l'intérieur du Soleil, les γ produits resteraient coïncés dans le milieu dense. La production de neutrinos deviendrait alors la contribution majeure détectable, puisque ceux-ci peuvent s'enfuir du centre du Soleil sans encombre. Ces neutrinos seraient différents des neutrinos produits naturellement par les réactions nucléaires à l'intérieur du Soleil puisqu'ils auraient des énergies beaucoup plus élevées. Les expériences espèrent donc détecter un flux de neutrinos à hautes énergies en plus du flux déjà détecté [19].

Cependant, les différents modèles de SUSY prédisent des taux de désintégration différents et donnent aussi différentes propriétés au neutralino. Puisque des signaux n'ont toujours pas été détectés en quantité suffisante, certains de ces modèles ont pu être éliminés ou sévèrement contraints.

1.3.3 Détection directe et relation avec le spin

Le neutralino, par interaction faible, peut avoir des collisions élastiques avec la matière baryonique. Selon le noyau impliqué, la section efficace du neutralino s'écrit :

$$\sigma_A = 4G_F^2 \mu_A^2 C_A F(q^2) \quad (1.17)$$

où G_F est la constante de Fermi, $F(q^2)$ est le facteur de forme du noyau, et μ_A la masse réduite du neutralino et du noyau exprimé comme :

$$\mu_A = \frac{m_\chi m_A}{m_\chi + m_A} \quad (1.18)$$

Le facteur C_A est un facteur d'interaction qui se comporte différemment si l'interaction dépend du spin ou non [21]. La figure 1.11 montre les différents canaux de collision élastique entre le neutralino et les quarks du noyau atomique. Les deux de gauche représentent les interactions indépendantes du spin (SI), et les deux de droite sont les interactions dépendantes du spin (SD).

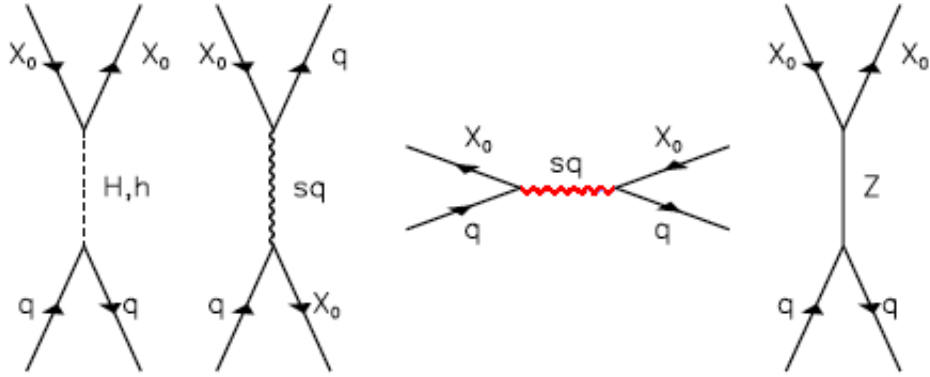


Figure 1.11 – Diagrammes de Feynman des interactions neutralinos-quarks. Les deux premiers diagrammes représentent les interactions indépendantes du spin, tandis que les deux autres sont les interactions dépendantes du spin [22]

Si on a une interaction indépendante du spin (SI), le facteur C_A prend la forme :

$$C_A^{SI} = \frac{1}{4\pi} (f_p Z + f_n (A - Z))^2 \quad (1.19)$$

avec f_p et f_n les forces de couplage du neutralino au proton et au neutron respectivement, encore inconnues tant que la véritable nature du neutralino n'est pas déterminée, Z est le nombre atomique du noyau et A son nombre de masse [23]. Si on suppose que

$f_p = f_n$, alors la section efficace indépendante du spin devient proportionnelle à A^2 , et donc les noyaux les plus massifs deviennent les candidats idéaux pour interagir avec le neutralino.

Pour l'interaction dépendante du spin, le facteur d'interaction C_A s'exprime comme :

$$C_A^{SD} = \frac{8}{\pi} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (1.20)$$

où $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ sont les valeurs moyennes du spin du proton et du neutron respectivement dans le noyau, a_p et a_n les constantes de couplage du neutralino avec le proton et le neutron tenant compte de la dépendance en spin, et J le spin du noyau [24]. Compte tenu de ces couplages de la section efficace, les noyaux comme le fluor, ayant un facteur $(a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2$ élevé, ont de meilleures chances d'interagir avec le neutralino.

CHAPITRE 2

L'EXPÉRIENCE PICASSO

Le projet PICASSO cherche le neutralino, candidat idéal de la matière sombre, provenant de théories supersymétriques. Ce chapitre va expliquer le principe derrière le détecteur utilisé par PICASSO, ainsi qu'en décrire le fonctionnement et le comportement attendu s'il s'avère que le détecteur trouve un neutralino. Un bref résumé de l'état actuel de l'expérience à SNOLab ("Sudbury Neutrino Observatory Laboratory") sera donné par la suite.

2.1 Détecteurs à gouttelettes surchauffées

Les détecteurs utilisés par PICASSO sont des détecteurs à gouttelettes surchauffées. Un polymère suspend les gouttelettes de C_4F_{10} dans un état métastable, c'est-à-dire dans un état liquide, mais maintenu à une température supérieure à son point d'ébullition et à une pression inférieure à sa pression de vapeur. Dans un tel état, la moindre perturbation peut provoquer un changement de phase. Dans un liquide typique, la présence d'impuretés crée des sites de nucléation permettant alors une transition de phase. Lorsque le liquide se réchauffe, une pression de vapeur p_v se crée et éventuellement va dépasser la pression ambiante p_0 . Cela crée une bulle gazeuse centrée sur le site de nucléation et provoque l'ébullition du liquide. Cependant, la quantité de telles impuretés est volontairement minimisée dans un détecteur à gouttelettes surchauffées, de sorte que la seule façon de provoquer une transition de phase est par collision d'une particule ionisante avec un noyau dans la gouttelette, celle-ci y déposant alors suffisamment d'énergie pour y provoquer un changement de phase. De cette façon, chaque gouttelette peut être considérée comme une chambre à bulles [25].

Le concept de chambre à bulles date de 1952 [26], mais c'est le physicien Frederick Seitz qui exprima le premier les conditions de nucléation dans une chambre à bulles en 1958 [27], avec la théorie de Seitz.

Afin d'avoir nucléation, il faut que la particule déposant de l'énergie dans le liquide dépose une quantité critique :

$$E_c = \frac{16\pi}{3} \frac{\sigma(T)^3}{(p_v(T) - p_0)^2} \quad (2.1)$$

où $p_v(T)$ et p_0 sont respectivement la pression de vapeur et la pression du liquide tel qu'expliqué précédemment. $\sigma(T)$ est la tension de vapeur et est définie comme :

$$\sigma(T) = \sigma_0 \frac{T_c - T}{T_c - T_0} \quad (2.2)$$

où σ_0 est la tension de surface à T_0 , température de référence, généralement choisie comme étant la température d'ébullition du liquide, et T_c est la température critique du liquide, c'est-à-dire la température à laquelle la gouttelette n'est plus liquide et ne peut qu'être dans un état gazeux. Cette énergie doit être déposée à l'intérieur d'un rayon critique R_c exprimé comme :

$$R_c = \frac{2\sigma(T)}{p_v(T) - p_0} \quad (2.3)$$

En d'autres mots, il faut que l'énergie déposée dans la gouttelette ΔE dépasse l'énergie critique à l'intérieur d'un rayon critique :

$$\Delta E = \frac{dE}{dx} l \quad (2.4)$$

$$\Delta E = \frac{dE}{dx} R_c > E_c \quad (2.5)$$

Cela montre que les détecteurs à gouttelettes surchauffées sont en fait des détecteurs à seuil, c'est-à-dire qu'ils vont réagir à des particules lorsque le dépôt d'énergie de celles-ci dépasse une certaine quantité. Ce comportement en seuil sera différent selon le noyau utilisé dans le liquide métastable.

2.2 Les détecteurs PICASSO

La théorie de Seitz s'avère très importante pour comprendre le fonctionnement des détecteurs utilisés par PICASSO, puisque ceux-ci utilisent des gouttelettes surchauffées de C_4F_{10} comme masse active.

2.2.1 Description

Les détecteurs PICASSO sont des contenants en acrylique cylindriques de 14 cm de diamètre d'une paroi interne à l'autre, et de 16.5 cm pour les parois externes, et 32 cm de hauteur. Le contenant repose sur un support en acier inoxydable, dont il est aussi surmonté. Un gel de polyacrylamides tient en suspension les gouttelettes de perfluorobutane (C_4F_{10}) (voir Figure 2.1).

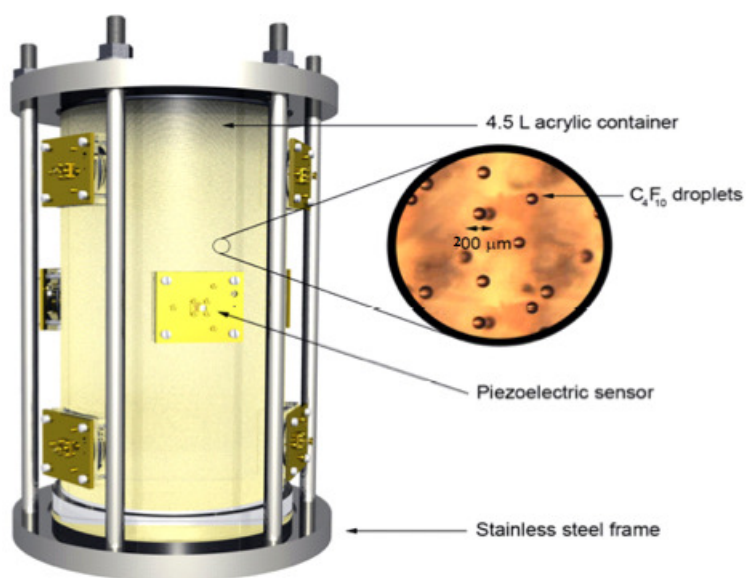


Figure 2.1 – Schéma d'un détecteur PICASSO

Les parois sont munies de 9 points d'attache pour des capteurs piézoélectriques qui y sont fixés. Ces capteurs sont eux-mêmes reliés à un système d'acquisition de données (DAQ) et enregistrent les bruits provoqués par les transitions de phase des gouttelettes liquides vers des bulles gazeuses. La figure 2.2 montre les capteurs piézoélectriques en détail, lorsqu'ils ne sont pas montés sur le détecteur.

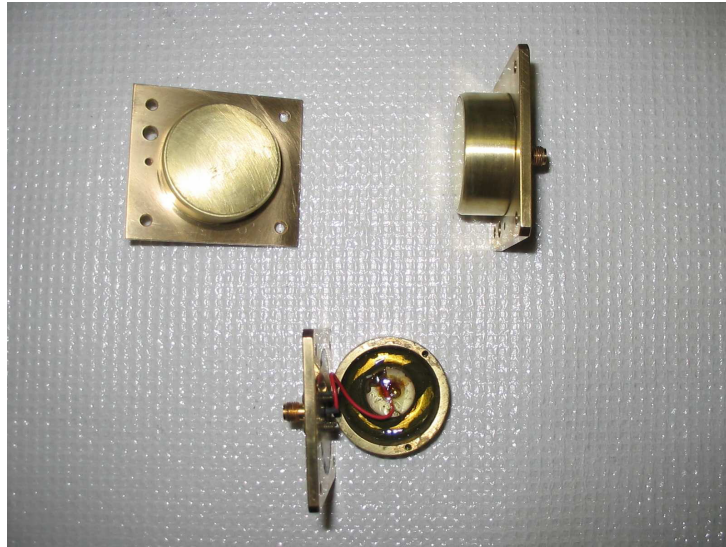


Figure 2.2 – Capteurs piézoélectriques

Les détecteurs sont reliés à un système de pressurisation afin de recomprimer les bulles en gouttelettes liquides. En effet, une pression suffisamment élevée force le C_4F_{10} à reprendre sa forme liquide, et ainsi chaque gouttelette ayant changé de phase peut revenir à son état initial. De cette façon, les détecteurs se régénèrent et peuvent alors être réutilisés pratiquement indéfiniment.

2.2.2 Efficacité de détection des rayonnements

Comme expliqué à la section 2.1, les détecteurs PICASSO sont des détecteurs à seuil, donc les gouttelettes subiront une transition de phase si une particule dépose un minimum d'énergie durant une collision. Cette énergie est appelée énergie de seuil, et dépend de la température du détecteur. La figure 2.3 montre les énergies de seuil requises par les particules afin d'avoir nucléation dans le détecteur, et montre aussi quelles particules sont susceptibles de causer des nucléations dans une certaine gamme de températures.

Puisque la sensibilité du détecteur aux neutralinos ne commence qu'aux alentours de 30°C , il faut donc les opérer autour de cette température. Il devient alors important de bien comprendre les comportements du détecteur face à chacune des particules auquel le détecteur est sensible à ces températures. La figure 2.4 montre l'efficacité de détection

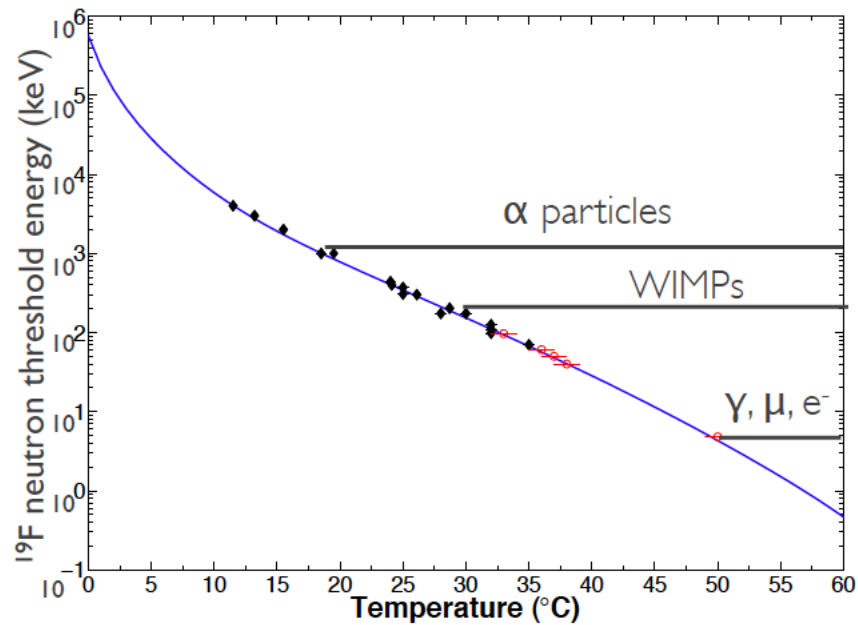


Figure 2.3 – Énergie de seuil nécessaire aux particules pour causer nucléation. Cette énergie diminue avec la température. Montrées aussi les plages de température où les différents types de particules réagissent avec le détecteur.

de ces différentes particules selon la température.

Selon la figure 2.4, la réponse du détecteur durant une prise de données normale va être une combinaison linéaire des réponses de ces différentes particules individuelles. Pour maximiser les chances de détection d'un WIMP, il faut alors regarder dans une plage de températures entre environ 25 et 50°C. Il ne faut pas oublier que le comportement du détecteur par rapport aux WIMPs dépend de la masse du WIMP, comme montré à la figure 2.5. C'est une des raisons pour lesquelles il faut regarder une plage de températures.

Cependant, en regardant dans ces plages de températures, le détecteur est aussi sensible aux neutrons et aux particules α . Comme le détecteur réagit indistinctement à ces particules, il faut trouver des façons de réduire ces bruits de fond en éliminant le plus possible les sources de ces particules non-désirées. La section 2.3 ainsi que le chapitre 3 vont expliquer les techniques utilisées pour accomplir cela. Cependant, malgré les meilleurs efforts, il va toujours rester un certain bruit de fond, et c'est là qu'il faut développer des

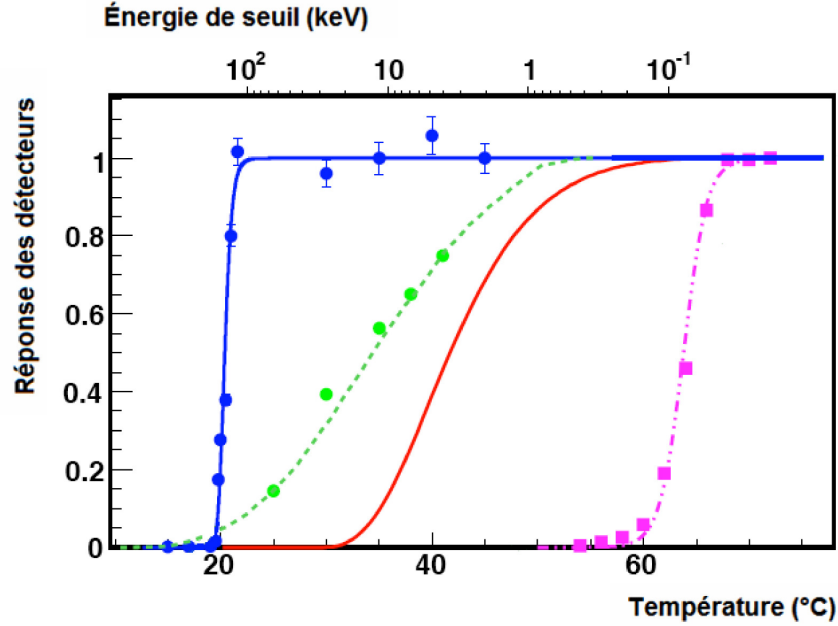


Figure 2.4 – Efficacité de détection du détecteur pour différentes particules. La courbe bleue pleine est la courbe de réponse aux particules α , ajustée aux points. La mesure a été faite à partir d'un détecteur enrichi de ^{226}Ra qui émet des α et enterre le bruit des autres particules. La courbe jaune pointillée est la réponse aux neutrons selon les simulations Monte Carlo. Les points sont des mesures prises par calibration aux neutrons provenant d'une source de AmBe. La courbe rouge pleine est une simulation Monte Carlo de la réponse attendue des WIMPs de masse de 50 GeV/c, et va être vue plus en détails à la section 2.2.3. La courbe bleue pointillée est la réponse du détecteur aux γ ajustée aux points. Le mesure a été faite à partir d'une source de ^{22}Na émettant des γ de 1.275 MeV.

outils de discrimination une fois que le signal a été acquis. Le chapitre 4 va introduire les variables de discrimination utilisées par le projet en ce moment, et le chapitre 5 va montrer les résultats amenés par ces variables.

2.2.3 Détection du neutralino

Les neutralinos du halo galactique ont une densité estimée autour de $0.4 \text{ GeV} c^{-2} \text{ cm}^{-3}$, et on leur suppose une distribution de vitesse maxwellienne [28] :

$$f(\vec{v}, \vec{v}_e) = v^2 \exp\left(-\frac{(\vec{v} + \vec{v}_e)^2}{v_0^2}\right) \quad (2.6)$$

où $v_0 = 230$ km/s est la vitesse de rotation du Soleil par rapport au centre de la galaxie, \vec{v}_e est la vitesse de la Terre par rapport au halo de matière sombre, et \vec{v} est la vitesse des WIMPs par rapport à la Terre. En prenant le taux d'événements par unité de masse du noyau comme :

$$dR = \frac{N_0}{A} \sigma_\chi v dn \quad (2.7)$$

où N_0 est le nombre d'Avogadro, A est la masse atomique du noyau utilisé par le détecteur, σ_χ est la section efficace d'interaction entre le neutralino et le ^{19}F , et dn est la densité de particules de matière sombre. En définissant R_0 comme le taux d'événements par unité de masse pour $v_e = 0$:

$$R_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_0}{A} \frac{\rho_\chi}{M_\chi} \sigma_\chi v_0 \quad (2.8)$$

où ρ_χ et M_χ sont respectivement la densité et la masse des WIMPs, alors on peut obtenir une équation différentielle pour dR :

$$dR = R_0 \frac{(\pi v_0^2)^{\frac{3}{2}}}{k} \frac{1}{2\pi v_0^4} v f(\vec{v}, \vec{v}_e) d^3v \quad (2.9)$$

où k est une constante de normalisation qui permet de tronquer la distribution de vitesse des neutralinos à $v_{esc} = 600$ km/s, la vitesse d'échappement de la galaxie. [29]. En tenant compte du spectre de l'énergie de recul du ^{19}F , on obtient :

$$\frac{dR(v_e, v_{esc})}{dE_R} = B \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{v_0}{v_e} \left[\text{erf} \left(\frac{v_{min} + v_e}{v_0} \right) - \text{erf} \left(\frac{v_{min} - v_e}{v_0} \right) \right] - B \exp \left(-\frac{v_{esc}^2}{v_0^2} \right) \quad (2.10)$$

où dE_R est la dérivée de E_R qui elle-même représente l'énergie de recul d'un noyau frappé par une particule de matière sombre d'énergie cinétique E . Erf représente la fonction d'erreur définie comme $\text{erf} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$. B est défini comme :

$$B = \frac{(\pi v_0^2)^{\frac{3}{2}}}{k} \frac{R_0}{E_0 \cdot r} \quad (2.11)$$

où E_0 est la plus petite énergie cinétique que la particule peut avoir pour donner une énergie de recul E_R et r est défini comme :

$$r = \frac{4M_\chi M_T}{(M_\chi + M_T)^2} \quad (2.12)$$

avec M_T la masse du noyau frappé. Il est à noter que le produit scalaire $E_0 \cdot r$ est en fait dépendant de l'angle de collision dans le centre de masse, mais qui est ici présumé isotrope, donc il peut être ignoré [29].

L'équation 2.10 représente l'expression finale pour calculer le taux d'événements causés par les WIMPs vus dans les détecteurs PICASSO, en fonction de l'énergie de recul du noyau de ^{19}F . La figure 2.5 montre le taux de comptage attendu causé par la collision entre le neutralino et le ^{19}F dans le détecteur PICASSO en fonction de la température pour différentes masses de neutralinos.

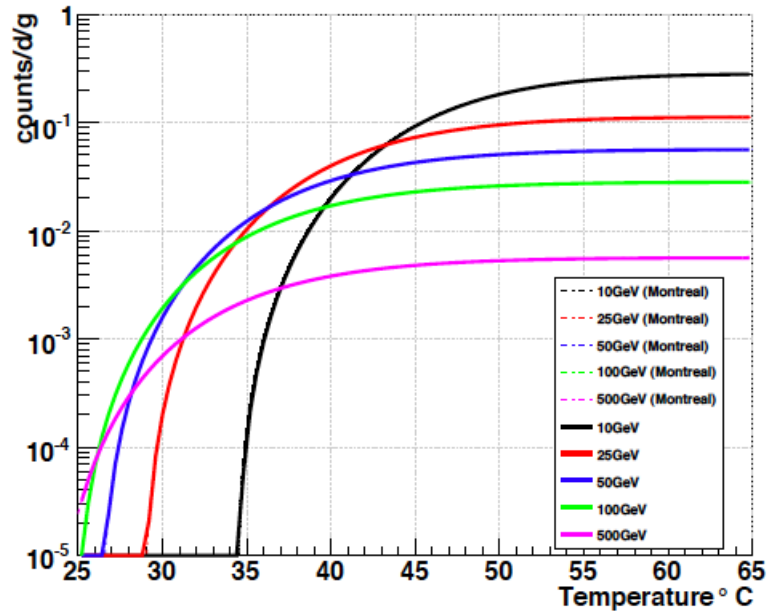


Figure 2.5 – Taux de comptage attendu de différentes masses de WIMPs en fonction de la température [29].

2.3 PICASSO à SNOLab

Si les détecteurs étaient gardés en surface à l'extérieur, ils auraient un bruit de fond provenant des muons cosmiques qui enterrerait les signaux dus aux neutralinos. Pour régler ce problème, il faut alors aller s'installer profondément sous terre, là où les rayons cosmiques ont très peu de chances de se rendre à cause des couches rocheuses. Les détecteurs PICASSO sont donc installés à 2 km sous terre, à la mine Creighton, à Sudbury en Ontario (Figure 2.6). La mine Creighton est une mine de nickel toujours exploitée, qui contient un laboratoire souterrain servant aux diverses expériences de SNOLab (Figure 2.7). En étant 2 km sous terre, la roche sert de bouclier aux rayons cosmiques, équivalent à 6000 mètres d'eau (Figure 2.8).

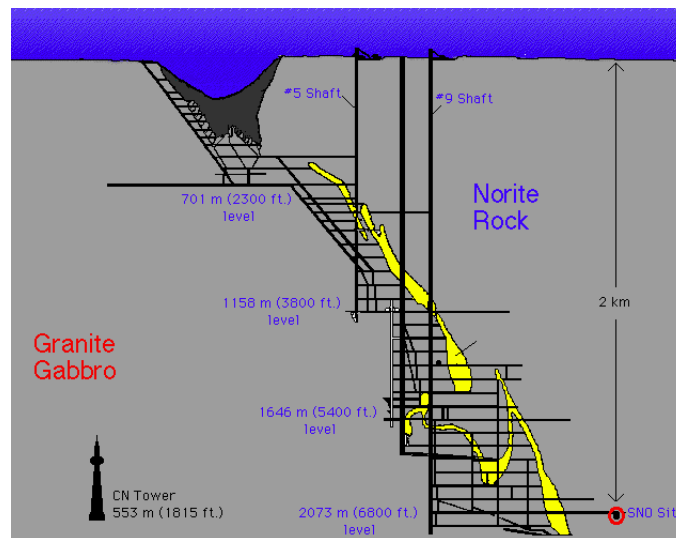


Figure 2.6 – Schéma de la mine Creighton à Sudbury. L'expérience PICASSO se trouve dans SNOLab, au cercle rouge sur le schéma, à une profondeur de 2 km.

Les roches souterraines émettent elles aussi des radiations sous forme de neutrons rapides, et pour y protéger les détecteurs, ceux-ci sont placés à l'intérieur d'un montage recouvert de cubes d'eau d'une épaisseur de 30 cm (Figure 2.9). Dans ce montage se trouvent 8 TPCS ("Temperature and Pressure Control System", ou "Système de contrôle de température et de pression"). Chaque TPCS est une unité indépendante contrôlant la température et la pression des 4 détecteurs placés à l'intérieur (Figure 2.10). Les TPCS



Figure 2.7 – L'édifice de SNOLab, en surface

sont reliés à leurs préamplificateurs respectifs ainsi qu'aux cartes électroniques nécessaires à l'acquisition des données. De cette façon, les détecteurs sont suffisamment isolés du bruit de fond de neutrons qu'il en devient pratiquement négligeable. Le section 4.1 va expliquer plus en détail le système d'acquisition de données qui enregistre les événements se produisant dans les détecteurs.

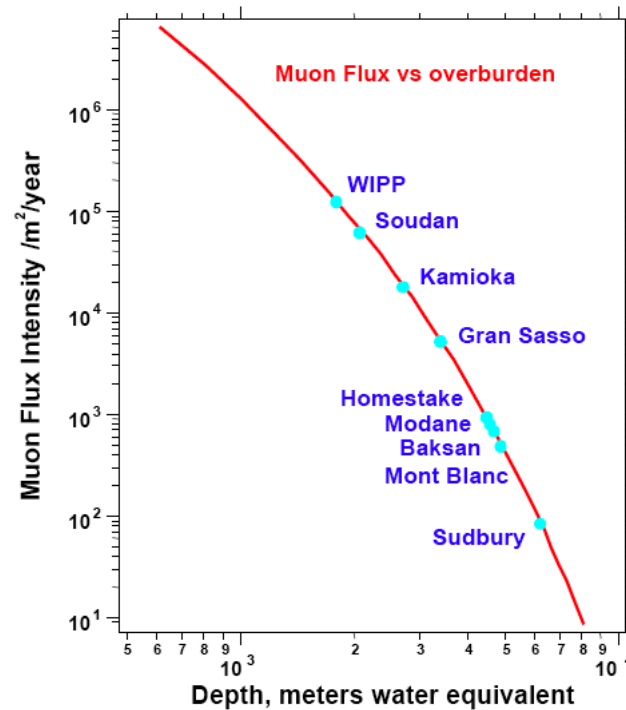


Figure 2.8 – Équivalence en épaisseur d'eau de différents laboratoires, avec le flux cosmique reçu par chacune des expériences. SNOLab, à Sudbury en Ontario, est le laboratoire le plus profond, et donc reçoit le moins de flux cosmique [30].



Figure 2.9 – Montage de PICASSO, dans le laboratoire souterrain, avec le blindage d'eau le recouvrant.

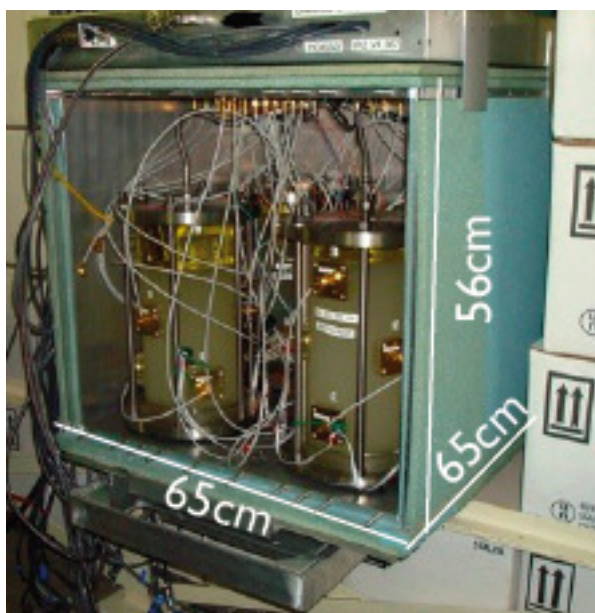


Figure 2.10 – Un TPCS retiré du blindage d'eau, et ouvert de façon à pouvoir voir les détecteurs qui sont à l'intérieur.

CHAPITRE 3

FABRICATION DES DÉTECTEURS

Comme mentionné au chapitre précédent, les détecteurs PICASSO doivent minimiser le contenu en contamination de sources de particules α afin d'éliminer le plus possible l'apport de ce bruit de fond lors de la prise de données. Ceci constitue un des défis à la fabrication d'un détecteur. Un autre défi important est de trouver une façon de suspendre une gouttelette surchauffée sans que celle-ci ne s'évapore ou ne s'enfuit du milieu dans lequel elle est contenue. Ce chapitre va décrire le processus de fabrication du détecteur PICASSO, expliquant ainsi comment résoudre le second défi. Il va aussi décrire les techniques de purification de tous les éléments impliqués, ce qui aide à résoudre le premier.

3.1 Environnement de fabrication

Pour minimiser le contenu d'impuretés dans le détecteur, il faut s'assurer que l'environnement dans lequel il est fabriqué soit le plus propre possible. Pour ce faire, les détecteurs sont fabriqués dans une salle blanche (voir figure 3.1), de classe 10 000, c'est-à-dire qu'elle contient moins de 10 000 particules de $0.5 \mu\text{m}$ par pied cube, et moins de 70 particules de $5 \mu\text{m}$. La salle est gardée en surpression grâce à un système de ventilation filtrée, afin qu'il y ait constamment un petit courant d'air vers l'extérieur, empêchant ainsi la poussière extérieure de s'infiltrer dans la salle. La pièce contient aussi une hotte pour protéger contre les produits toxiques lors de leur manipulation.

Finalement, la salle blanche possède une entrée d'eau ultra-pure, servant tant au nettoyage du matériel qu'à la fabrication du détecteur. Cette eau ultra-pure est obtenue par osmose inverse, et donne une résistance électrique à l'eau de $18 \text{ M}\Omega$ à 25°C .



Figure 3.1 – Salle blanche de l’Université de Montréal. La hotte est visible à droite. Une personne habillée avec la combinaison spéciale à porter dans la salle blanche est aussi visible.

3.2 Détecteurs de 4.5 litres

La fabrication d’un détecteur prend plusieurs journées. Il faut d’abord créer un monomère dans lequel sera injecté le C_4F_{10} et les agents provoquant la polymérisation.

3.2.1 Créer le monomère

Le monomère est créé à partir du mélange de divers ingrédients. Il y a la glycérine, qui est l’ingrédient de base du détecteur [31, 32]. À l’origine, une solution de chlorure de césium était utilisée mais, celui-ci coûtant très cher et étant une source de contamination α et γ importante, s’est vu remplacé par la glycérine. La glycérine est ensuite mélangée à du glycol polyéthylène afin de régler la densité de la solution, de sorte que le C_4F_{10} , ajouté vers la fin de la fabrication, ne s’enfuie ou ne coule pas au fond.

Deux ingrédients importants sont l’acrylamide et le bisacrylamide. L’acrylamide est le monomère qui va se polymériser plus tard lors de la fabrication, afin de donner la consistance au gel. Le bisacrylamide va servir d’agent réticulant, c’est-à-dire qui va former des “ponts” entre les chaînes d’acrylamide, permettant ainsi au polymère de devenir un gel et non un liquide épais et visqueux comme ce serait le cas sans l’injection du bisacrylamide.

Un surfactant de Triton X-100 est aussi ajouté. Ce produit est un tensioactif, un peu comme un savon, qui a une partie hydrophile et une partie hydrophobe. Grâce à ces propriétés, il s'accroche au C_4F_{10} et crée une membrane entre la gouttelette et le gel afin de limiter le gonflement de la bulle une fois que celle-ci a éclaté. Il permet aussi d'accélérer l'obtention de la distribution de gouttelettes désirée lors de l'étape de leur création. De cette façon, lorsque le C_4F_{10} est injecté, il permet à la distribution de se faire en 1 heure au lieu de 4 à 5 heures.

Une fois tous ces ingrédients ajoutés, il ne faut pas oublier d'y rajouter de l'eau ultra-pure afin d'y dissoudre l'acrylamide et le bisacrylamide. Bien évidemment, l'eau est ultra-pure afin de minimiser son apport en contaminant. Une fois l'eau rajoutée, l'air à l'intérieur du détecteur est remplacé par de l'azote, afin de minimiser le contenu en R_n de l'air, et le tout est mélangé avec un mélangeur magnétique pour ensuite être purifié (processus expliqué à la section 3.3) et ensuite laissé 8 heures sous une pompe à vide afin de retirer l'air et l'azote qui aurait pu diffuser dans le monomère. Ensuite, le détecteur est mis au congélateur à $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ assez longtemps pour qu'il atteigne cette température. Ceci est fait afin que le C_4F_{10} reste liquide durant toute sa manipulation, celui-ci ayant une température d'ébullition de $-1.7\text{ }^{\circ}\text{C}$. Une fois cela fait, il est alors temps de polymériser le détecteur.

3.2.2 Injection du C_4F_{10} et polymérisation

L'injection du C_4F_{10} et la polymérisation du gel doit se faire dans un ordre bien précis. La figure 3.2 fait un résumé simple de ce processus.

Après que le détecteur soit dégazé et à la bonne température, il faut y injecter du NaPS (Persulfate de Sodium). Cet ingrédient sert d'initiateur, permettant la formation de radicaux libres qui vont à leur tour permettre à la réaction en chaîne de polymérisation d'avoir lieu.

C'est à ce moment qu'il faut injecter le C_4F_{10} . Ceci doit être fait à l'intérieur du congélateur afin de l'empêcher de s'évaporer. Une fois injecté, il faut utiliser le mélangeur magnétique et mélanger la solution avec le C_4F_{10} en faisant tourner le monomère. Le mélangeur permet au C_4F_{10} de former de petites gouttelettes éparpillées dans le détec-

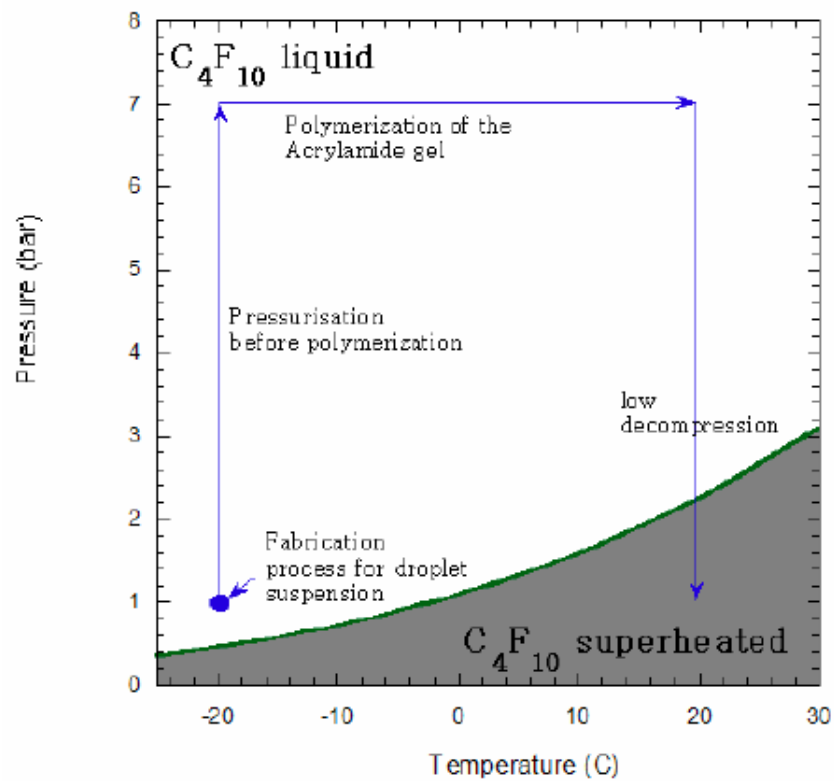


Figure 3.2 – Polymérisation du gel. Le C_4F_{10} est injecté sous forme liquide avant la polymérisation, et à la fin du processus est en état de surchauffe dans le gel [32]

teur. La vitesse et la durée de rotation permettent de fixer le diamètre des gouttelettes, et sont ajustées afin d'obtenir un diamètre de gouttelettes moyen d'environ $200\ \mu\text{m}$ (Figure 3.3).

Dix minutes après avoir injecté le C_4F_{10} et placé le détecteur de façon à le mélanger, il faut injecter le dernier ingrédient : le TEMED (N,N,N',N' -tétraméthylènediamine). C'est un catalyseur qui va stimuler la propagation de radicaux libres afin d'accélérer la réaction en décomposant les ions persulfates du NaPS pour obtenir un radical libre. Il a aussi un double rôle comme réticulateur du gel.

L'injection du TEMED accélère donc la polymérisation, et donc il faut garder un oeil sur le détecteur durant le mélange. Lorsque la polymérisation se produit, il faut se dépêcher à arrêter le mélangeur et le retirer du détecteur, sinon il y a un risque de causer une fracture dans le gel et de ruiner le détecteur. Après la polymérisation, les gouttelettes sont

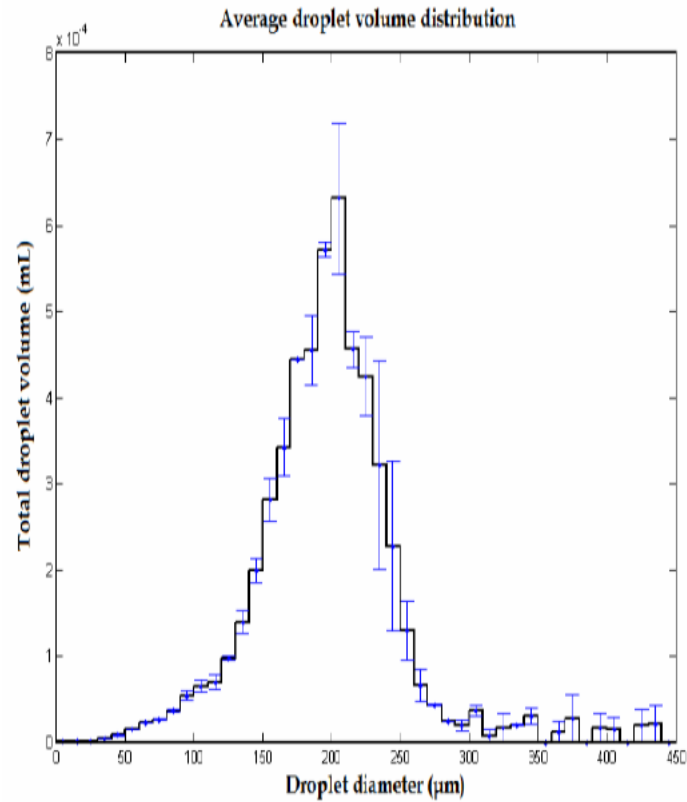


Figure 3.3 – Distribution des diamètres de gouttelettes de C_4F_{10} dans le détecteur, pondéré par volume [33].

suspendues dans le gel, en état métastable. On rajoute alors une couche de gel sans masse active pour donner une protection supplémentaire aux α pouvant se trouver dans l'huile minérale, qui elle est placée par-dessus le gel afin de servir de milieu incompressible pour contrôler la pression du détecteur. Le détecteur est alors prêt pour utilisation.

3.3 Purification

Malgré les précautions prises durant la fabrication, il n'en reste pas moins que les ingrédients utilisés peuvent aussi contenir des impuretés non-désirées. C'est pour cela qu'il faut bien les purifier à des étapes bien précises de la fabrication.

3.3.1 Nettoyage du matériel

Tout objet entrant dans la salle blanche doit d'abord être nettoyé le plus possible. Pour ce qui est de l'acier inoxydable, le mieux à faire est de le nettoyer avec l'alcool isopropylique. Le contenant en acrylique est, quant à lui, nettoyé avec de l'eau ultra-pure. Afin de s'assurer de la propreté du matériel utilisé, ainsi que compléter le nettoyage du contenant en acrylique, le tout est placé dans un bain ultrasonique (Figure 3.4). Dans un premier temps, un lavage est effectué avec un produit spécial appelé "Radiacwash" attirant les métaux lourds et autres impuretés. Ensuite un rinçage est fait avec seulement de l'eau ultra-pure dans le bain. Après tout cela, le matériel est propre et prêt à être manipulé pour la fabrication du détecteur.

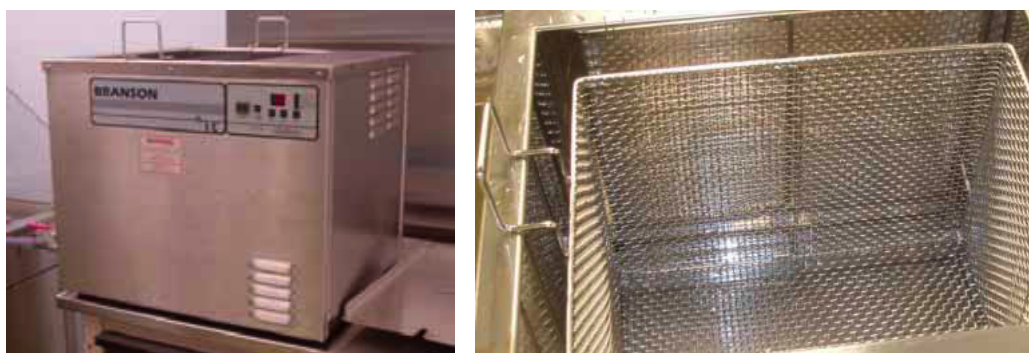


Figure 3.4 – Photographie du bain ultrasonique utilisé dans la salle blanche de l'Université de Montréal [32]

3.3.2 Filtrage au HZrO

La plupart des ingrédients impliqués dans la fabrication du détecteur sont purifiés à l'aide d'une solution de HZrO (Hydroxyde de Zirconium). Le HZrO est utilisé car il a une affinité naturelle vers les atomes lourds sources de rayonnement α tels que le radium, le thorium ou l'uranium. Lorsque la solution à purifier est mélangée à la solution de HZrO, l'atome d'hydrogène se défait du HZrO et est remplacé par n'importe quel atome lourd présent dans la solution, donnant une nouvelle molécule telle le RaZrO. Ces nouvelles particules sont toutes autant en suspension dans la solution que le HZrO, formant un précipité se laissant facilement enlever de la solution par filtration, donnant

ainsi un liquide plus pur.

Pour purifier le monomère, il faut utiliser un mélange d'HZrO avec de l'eau ultra-pure, que l'on fait ensuite passer à travers des filtres mediakap de $0.2\ \mu\text{m}$, créant ainsi un filtre gorgé de HZrO. Une fois cela fait, le monomère passe à son tour dans une série de 4 tels filtres, avec un très lent débit. Quatre filtres sont utilisés ; le premier retire une majorité des impuretés, et les deux suivants servent à retirer les impuretés manquées par le premier. Le quatrième est placé afin de s'assurer qu'aucune molécule de HZrO ne s'infiltre dans la solution purifiée.

Les autres ingrédients sont traités d'une façon différente. Le Triton X-100, le NaPS et le TEMED sont mélangés à une petite quantité de HZrO pendant une quinzaine de minutes. Le surfactant va être filtré avec des filtres seringues de $0.2\ \mu\text{m}$, le NaPS et le TEMED avec des filtres mediakap. Le tout est répété quatre fois afin de s'assurer qu'il reste le moins de contaminant possible.

La filtration au HZrO réduit les bruits de fond de façon très notable, comme le montre la figure 3.5, qui compare les taux de comptage en fonction de la température de deux détecteurs contaminés par rapport à deux filtrés. La différence dans les taux de comptage est de deux ordres de grandeur, ce qui représente effectivement une nette amélioration et ce grâce à la filtration. Plus de détails sont donnés sur la fabrication et la purification des détecteurs dans [32].

3.4 Etalonnage du détecteur

Une fois le détecteur fabriqué, il faut faire quelques séances d'étalonnage pour s'assurer de la masse active contenue dans le détecteur, ainsi que s'assurer qu'il est en bon état et que le détecteur a un comportement normal avant de l'envoyer à SNOLab.

3.4.1 Détermination de la masse active

Il y a deux façons de confirmer la masse active contenue dans un détecteur nouvellement fabriqué. La première façon est de mesurer précisément la masse du détecteur avec tous les ingrédients sauf le C_4F_{10} . Après injection du C_4F_{10} , une nouvelle mesure

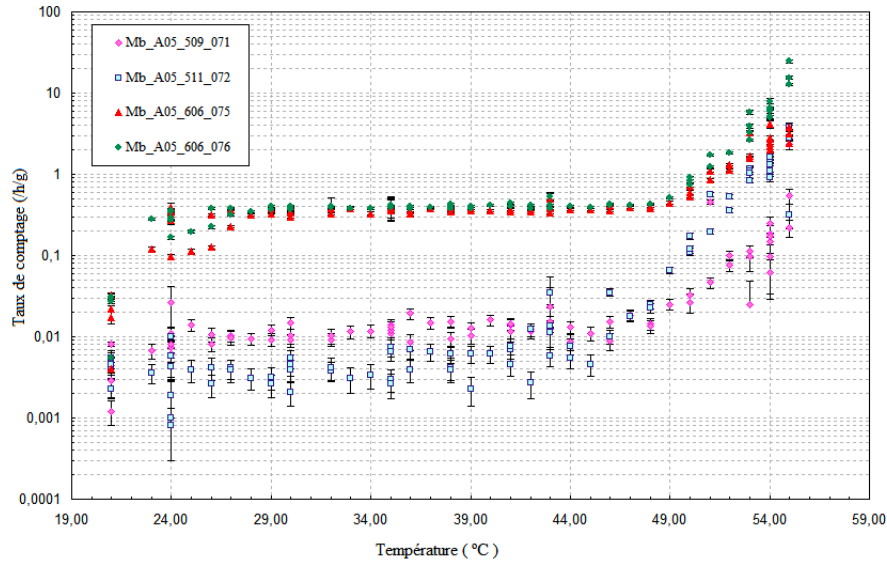


Figure 3.5 – Comparaison des taux de comptage entre deux détecteurs non-filtrés et deux détecteurs filtrés [32]. Les détecteurs 75 et 76, identifiés dans la légende, ont un taux de comptage plus élevés de deux ordres de grandeur, ce qui montre que le filtrage est non seulement utile mais nécessaire.

de la masse est prise, et la soustraction des deux masses donne la masse de C_4F_{10} ajoutée dans le détecteur. Cependant, une certaine incertitude s'installe par la perte de C_4F_{10} qui diffuse dans le gel et la précision des instruments utilisés. Pour cette raison, une mesure de la réponse du détecteur face à une source d'actinium-béryllium (AcBe) permet de confirmer la masse mesurée.

Cet étalonnage est effectué à l'Université de Montréal, avec une source d'AcBe émettrice de neutrons et de rayons γ . Le tableau 3.I présente les caractéristiques de cette source.

Le détecteur est donc placé à 5 mètres de la source, dans un TPCS, à 45 °C et pression ambiante. La source est entourée d'un blindage en plomb afin de bloquer le rayonnement γ . La figure 3.6 montre une photographie du montage utilisé pour effectuer cet étalonnage.

Le détecteur étant connecté à un système d'acquisition de données, des données sont prises pendant environ 15 minutes afin d'obtenir un taux de comptage. La prise de données ne dure que 15 minutes car la source d'AcBe est assez puissante pour que le gel dans le détecteur puisse se fracturer si exposé trop longtemps.

Temps de demi-vie	21.9 ans
Âge de la source	39 ans
Émission neutron	$1 \text{ MeV} < E_n < 10 \text{ MeV}$
Flux de neutrons à 0 m, à $T = 0$	$3.2 \times 10^5 \text{ n/s}$
Flux de neutrons aujourd'hui ($T = 29 \text{ ans}$) à 1 mètre	0.7411 n/s/cm^2
Flux de neutrons aujourd'hui ($T = 29 \text{ ans}$) à 5 mètres	0.0296 n/s/cm^2
Émission des rayons γ	$200 \text{ keV} < E_\gamma < 1 \text{ MeV}$

Tableau 3.I – Caractéristiques de la source d'actinium-béryllium utilisée à l'Université de Montréal



Figure 3.6 – Photographie du montage des tests d'étalonnage effectués à Montréal

La prise de données permet d'obtenir un taux de comptage de nucléation causé par les neutrons, et à partir de cela, la masse active dans le détecteur est calculable :

$$M(g) = \frac{R(\#/s)}{C(\# \cdot \text{cm}^2 / g \cdot n) \times \phi_n(n/s/\text{cm}^2)} \quad (3.1)$$

où R est le taux de comptage, ϕ_n est le flux de neutrons à 5 mètres, 0.0296 n/s/cm^2 , et C est la constante d'étalonnage qui varie selon la température [34]. Dans ce cas-ci, elle vaut, à 45°C , $0.11 \pm 0.01 \# \cdot \text{cm}^2 / g \cdot n$.

3.4.2 Mesures de bruit de fond

Une fois la masse active confirmée, le détecteur est utilisé pour faire une mesure du bruit de fond afin de vérifier s'il a un comportement normal. Le détecteur est placé dans une pièce du laboratoire René-J.-A.-Lévesque, situé sous 7 mètres de béton et de terre, en plus d'être protégé par le rocher du Mont-Royal, afin de réduire le flux des muons cosmiques atteignant le détecteur [35]. Le détecteur est aussi entouré d'un blindage d'eau similaire à celui utilisé dans la mine à Sudbury. La mesure se fait cette fois-ci entre 5 et 10 heures, puisque le bruit de fond ambiant est beaucoup plus faible et cause un taux de comptage moins élevé que par la source d'AcBe. Le taux de comptage typique pour un détecteur purifié à 30 °C se situe aux alentours de 0.06-0.07 #/h/g, et est le minimum atteignable selon les conditions de blindage du montage à Montréal [32]. Si un détecteur se comporte d'une telle façon, il est alors jugé correct et apte à être envoyé à SNOLab, ou sinon ses composants sont recyclés pour la fabrication d'un nouveau détecteur. La figure 3.7 compare les taux de comptage mesurés par les détecteurs dans le montage à Montréal avec une simulation Monte Carlo ne tenant compte que du flux de neutrons de l'environnement [35]. Cela montre effectivement que la principale cause du bruit de fond pour les détecteurs purifiés est bel et bien les neutrons de l'environnement autour du montage.

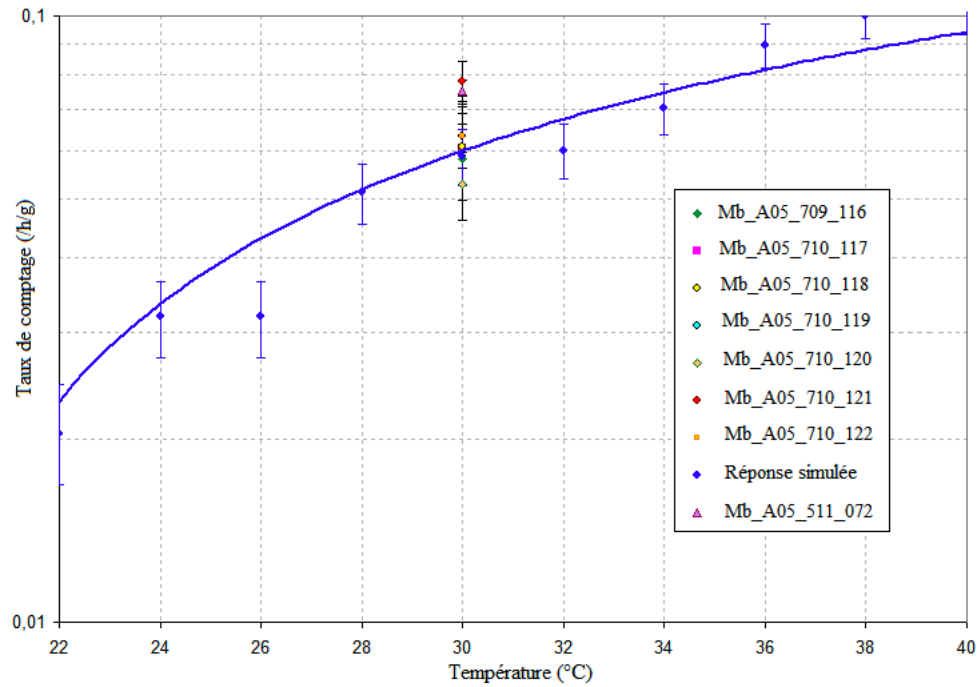


Figure 3.7 – Comparaison des taux de comptage des détecteurs en fonction de la température. Les points bleus sont les résultats de simulation Monte Carlo ne tenant compte que du flux de neutrons environnants. Les autres points à 30 °C sont les mesures effectuées pour différents détecteurs, montrant qu'ils se situent autour du taux minimal attendu par la simulation. La ligne bleue est un ajustement à ces données. Le bruit de fond des autres sources possibles sont donc négligeables par rapport au bruit de neutrons présent à Montréal, montrant l'efficacité de la purification [35].

CHAPITRE 4

ANALYSE DES DONNÉES

Différentes méthodes de discrimination ont été développées par le projet PICASSO afin d'éliminer les événements enregistrés qui sont causés soit par l'électronique ou par d'autres particules que le neutralino. Deux outils principaux ont été développés, une analysant l'énergie incluse dans les signaux, et l'autre utilisant la transformée de Fourier des événements, en analysant leur comportement en fréquence. Mais avant de décrire ces méthodes, une description du système d'acquisition de données s'impose.

4.1 Le système d'acquisition de données

Comme expliqué à la sous-section 2.2.1, 9 capteurs piézo-électriques sont montés sur les parois du détecteur. L'onde acoustique causée par la nucléation des gouttelettes fait vibrer les cristaux de ces capteurs générant ainsi un signal électrique. Chaque canal est connecté à un préamplificateur afin d'amplifier le signal jusqu'à 3500 fois. Par la suite ce nouveau signal, étant analogue, est converti numériquement par un flash ADC ("Analog to Digital Converter" ou convertisseur analogique-numérique). Un ordinateur lit ce dernier signal et enregistre un événement dès que l'un des capteurs d'un détecteur dépasse une amplitude seuil préétablie. Pour le DAQ utilisé actuellement, 8192 points sont enregistrés, à une fréquence de 400 kHz, ce qui signifie que le signal enregistré est réparti sur 20.48 ms. Un autre DAQ a été utilisé auparavant par le projet PICASSO [36, 37], celui-ci fonctionnant encore à une fréquence de 400 kHz, mais avec 4096 points, donnant ainsi un signal de 10.24 ms. Le nombre de points enregistrés a aussi un impact sur la transformée de Fourier rapide, qui va s'étendre de 0 à 200 kHz pour les 2 DAQ, mais avec moins de précision pour l'ancien, celui-ci ayant moins de points. Le DAQ de première génération avait des préamplificateurs avec des gains inférieurs à ceux de seconde génération. Ces différences ont un impact sur l'analyse des données et il faut donc en tenir compte.

4.2 Distribution des énergies

4.2.1 Description

Le développement de la variable de discrimination décrite dans cette section est dû à Guillaume Giroux et est expliqué dans [38]. Cette variable représente un indice de l'énergie contenue dans le signal enregistré par le DAQ.

Premièrement, le contenu important du signal se trouve dans les hautes fréquences (> 18 kHz), les plus basses fréquences étant associées à du bruit électronique ou encore à la moins bonne efficacité des capteurs piézoélectriques à ces fréquences. La figure 4.1 montre l'effet du filtre sur le signal original. Par la suite, il faut prendre le signal au carré, afin d'obtenir la puissance du signal, et ensuite dessiner le profil de la somme cumulative à chaque point de ce signal mis au carré. En d'autres mots, chaque point à un temps t_0 sur la nouvelle courbe est la somme des points allant de 0 à t_0 du signal filtré. Une droite est ensuite dessinée, allant de 0 au maximum de la courbe de la somme cumulative. Chaque point de la courbe cumulative est soustrait à chaque point de la droite et la valeur absolue des résultats donne une nouvelle courbe, qui est alors considérée comme une courbe de puissance normalisée. Pour obtenir une grandeur d'énergie, il faut alors simplement prendre l'intégrale de cette courbe. La variable, appelée "EVar" (de l'anglais "Energy Variable" ou variable d'énergie), est simplement le logarithme en base 10 de la valeur de l'intégrale. La figure 4.2 représente graphiquement les étapes qui viennent d'être décrites.

4.2.2 Propriétés de EVar

Le développement de EVar avait pour but de fournir une technique simple pour discriminer entre des événements causés par des particules par rapport au bruit électronique. La figure 4.3 montre un histogramme d'une distribution de EVar pour une séance typique de prise de données. Le pic à droite est le pic d'événements causés par des particules, et celui à gauche est dû au bruit électronique.

Après plusieurs analyses, il s'est avéré qu'EVar a d'autres propriétés, certaines plus intéressantes que d'autres.

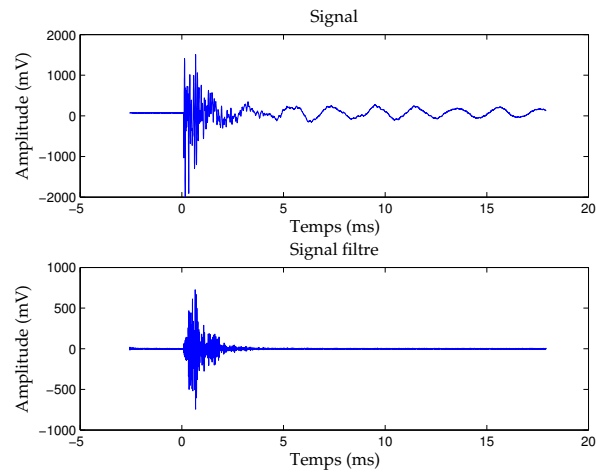


Figure 4.1 – Exemple d’un signal filtré typique enregistré par un détecteur PICASSO. En haut, le signal est normal, et en bas, ce même signal a passé à travers un filtre passe-haut de 18 kHz.

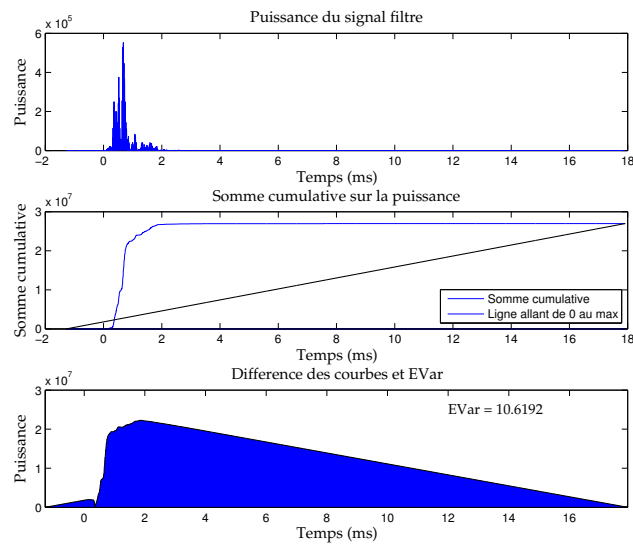


Figure 4.2 – Les différentes étapes de EVar. Le graphique le plus haut est la puissance, celui du milieu est la somme cumulative de la puissance, avec la ligne allant de 0 au maximum de la somme cumulative, et le graphique du bas est la valeur absolue de la soustraction de ces deux courbes, à laquelle est appliquée l’intégrale pour trouver EVar.

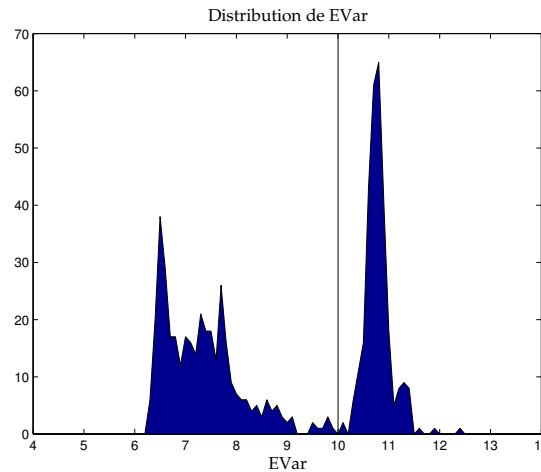


Figure 4.3 – Distribution typique de EVar pour une prise de données d’étalonnage avec une source d’AmBe, source utilisée pour l’étalonnage dans la mine à SNOLab, pour le détecteur 71 à 35 °C. La droite représente le point de coupure. À droite, il s’agit de la distribution de EVar des événements causés par des particules et à gauche, le bruit électronique.

4.2.2.1 Discrimination α -neutron

Une des importantes propriétés de EVar est la discrimination α -neutron que la variable met en évidence. Ce comportement a en fait été découvert en étudiant les distributions d’amplitude des prises de données [39]. En effet, comme le montre la figure 4.4, en prenant l’amplitude maximale de chaque signal lors d’une séance de prise de données, une séparation entre les événements causés par des neutrons et les événements causés par des α devient visible. Puisque EVar est une somme sur la puissance du signal, et donc inclut l’information contenue dans une distribution d’amplitudes, cette discrimination devient visible là aussi [38](voir Figure 4.5). Puisque le bruit de fond principal enregistré par les détecteurs dans la mine sont les α , la discrimination, pouvant en éliminer une partie, laisse alors place aux autres sources d’événements à être détectés. Dans une situation idéale, puisque la discrimination se fait entre les α et les neutrons, si les α sont retirés, les événements restants sont des neutrons. Cependant, lors d’une prise de données de bruit de fond, le bruit causé par les neutrons dans la mine à Sudbury est en pratique inexistant, alors les événements qui ont lieu dans cette région seraient des

neutralinos, ceux-ci interagissant avec le détecteur de façon similaire aux neutrons.

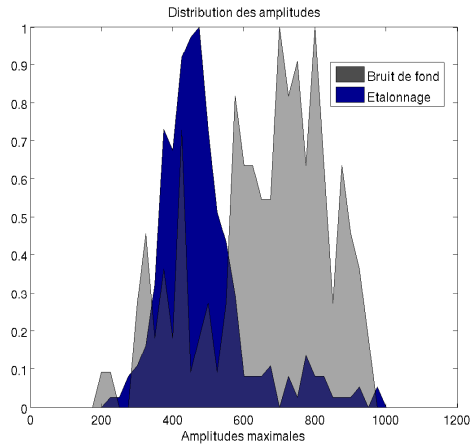


Figure 4.4 – Discrimination entre les événements causés par les neutrons et les α selon leur distribution d'amplitudes. La courbe bleue est due aux neutrons, prise par étalonnage avec une source d'AmBe. La courbe grise est une séance de bruit de fond dans la mine, et donc le bruit provient des α . Les séances de prises de données ont été prises du détecteur 71, à 35 °C.

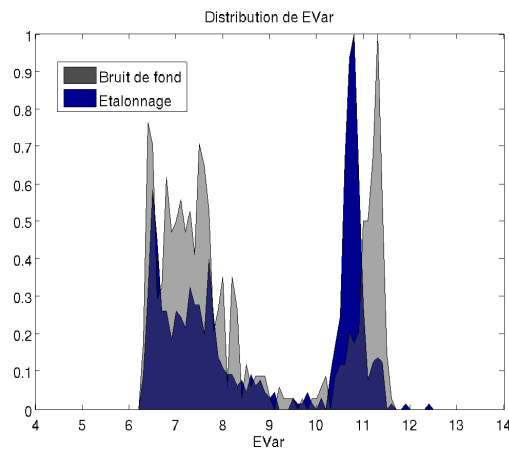


Figure 4.5 – Discrimination entre les événements causés par les neutrons et les α selon leur distribution d'EVar. Comme à la figure 4.4, le pic de gauche est dû aux neutrons, tandis que celui de droite est dû aux α .

Une explication possible de cette observation va être donnée à la section 5.2.

4.2.2.2 Dépendance en température

EVar est aussi dépendant de la température. Comme le montre la figure 4.6, à mesure que la température augmente, le pic des événements causés par des particules se pousse vers des valeurs de plus en plus élevées de EVar. En analysant le comportement selon la température, il devient possible d'obtenir les valeurs de EVar nécessaires (appelé ECut) pour éliminer les bruits des bons événements causés par des particules selon la température analysée [40].

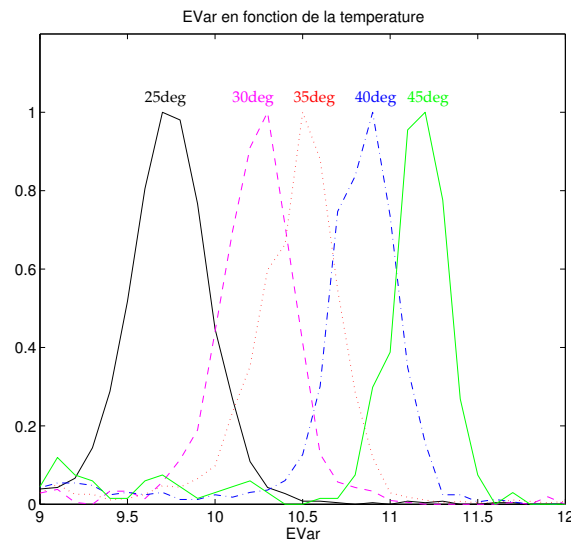


Figure 4.6 – Dépendance en température de EVar, lors de prises de données d'étalonnage.

Cette dépendance en température a aussi des effets sur la discrimination α -neutron. La figure 4.7 montre que la discrimination α -neutron est de moins en moins évidente à mesure que la température augmente.

Puisque la probabilité de détecter un neutralino est optimale à 40 °C, la discrimination n'est pas suffisante à cette température pour éliminer les α afin de pouvoir affirmer que le reste des événements soient des WIMPs. La discrimination α -neutron a donc encore besoin d'être améliorée soit en travaillant sur l'algorithme de EVar afin d'optimiser la discrimination, où il y a déjà des indications qu'un filtre de 140 kHz au lieu de 18 kHz améliorerait la discrimination à hautes températures, soit en recherchant une nouvelle

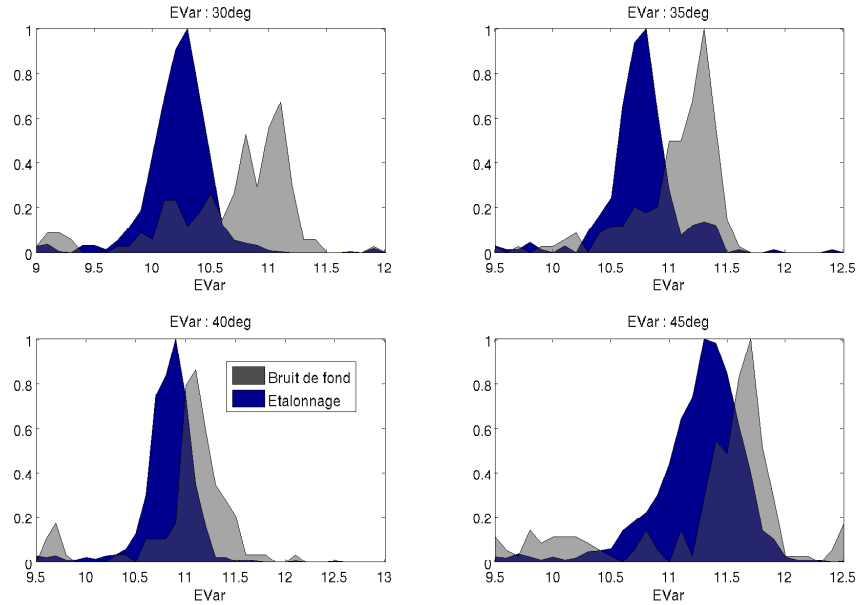


Figure 4.7 – Discrimination α -neutron en fonction de la température. Toutes les données sont prises du détecteur 71. Celui en haut à gauche montre la discrimination à 30 °C, celui à droite, à 35 °C, en bas à gauche, 40 °C, et en bas à droite, 45 °C. La discrimination α -neutron est de moins en moins visible à mesure que la température augmente.

variable fournissant une meilleure discrimination.

4.3 Analyse de Fourier

Une autre variable développée pour PICASSO analyse le contenu en fréquence du signal, c’est-à-dire en analysant sa transformée de Fourier. Cette variable n’a initialement pas été développée pour distinguer entre les neutrons et les α , mais plutôt pour identifier des événements enregistrés par le DAQ dus à des fractures dans le gel (voir section 5.3 pour plus de détails sur les fractures).

4.3.1 Description

Pour obtenir la valeur de cette variable, appelée FVar (pour “Frequency Variable”, ou variable de fréquence), pour un signal donné, il faut commencer par prendre sa transformée de Fourier, qui donne la distribution en fréquence d’un événement. La figure 4.8

montre un signal d'un événement causé par une bulle ainsi que sa transformée de Fourier correspondante. Il est à noter que la transformée de Fourier va de 0 à 200 kHz, car le taux d'échantillonnage du DAQ est de 400 kHz et le théorème de Nyquist précise que pour un système d'acquisition de données, la distribution en fréquence ne peut s'étendre que jusqu'à la moitié du taux d'échantillonnage, dans ce cas-ci, 200 kHz [41].

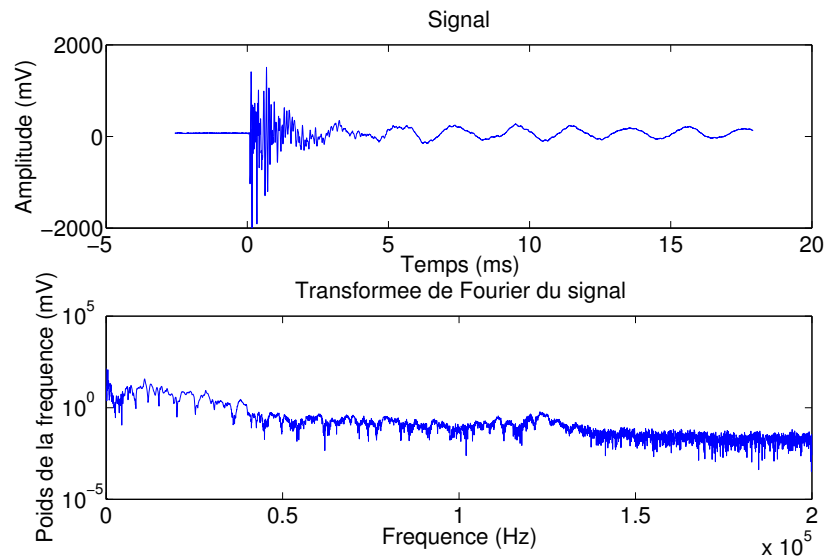


Figure 4.8 – En haut, le signal tel qu'enregistré par le DAQ. En bas, la transformée de Fourier correspondante, allant de 0 à 200 kHz en conformité avec le théorème de Nyquist.

Ensuite, deux régions sont identifiées sur la transformée de Fourier tel que montré à la figure 4.9. La première région (région A) va de 19.487 à 24.371 kHz, et la deuxième région (B), de 43.907 à 48.791 kHz. Ces régions ont été identifiées par essai-erreur, afin d'optimiser la discrimination entre les événements causés par des particules et les événements causés par des fractures dans le gel, discuté à la section 5.3. La moyenne des amplitudes est prise pour chaque région, et un ratio de ces deux valeurs est effectué, c'est-à-dire $\frac{A}{B}$. Le logarithme en base de 10 est pris, et cela donne une valeur de FVar pour l'événement en question. La figure 4.10 montre une distribution FVar typique pour une séance de prise de données d'étalonnage normale.

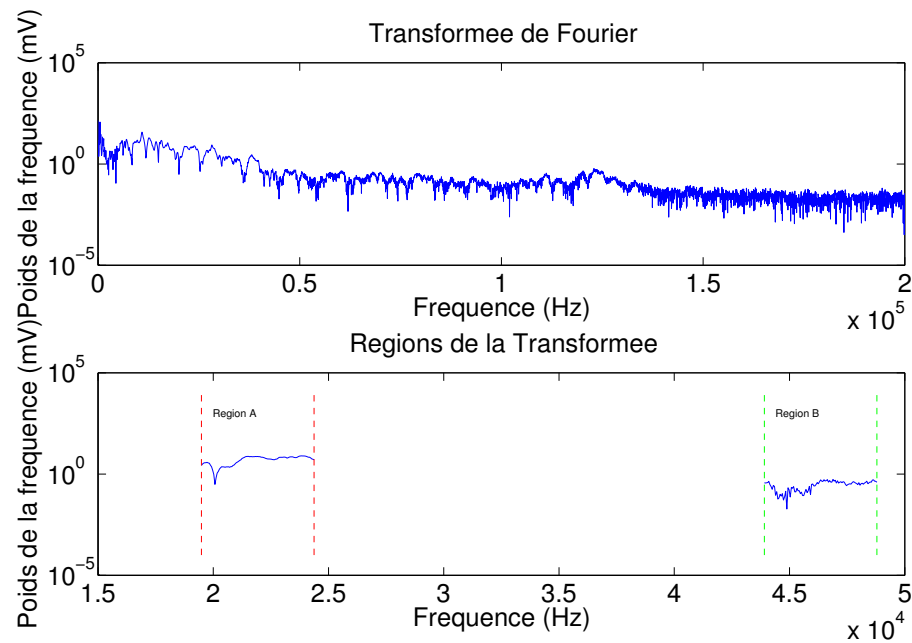


Figure 4.9 – En haut, la transformée de Fourier avec les régions identifiées pour calculer FVar. En bas, un agrandissement sur les régions est fait où seulement celles-ci sont montrées. La région A va de 19.487 à 24.371 kHz, et la région B, de 43.907 à 48.791 kHz

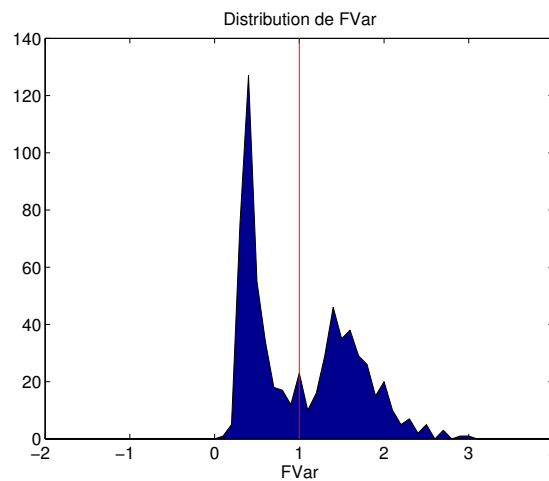


Figure 4.10 – Distribution typique de FVar pour une séance de prise de donnée d'étalonnage avec une source d'AmBe pour le détecteur 71, à 35 °C. La ligne rouge représente le point de coupure. Comme pour EVar, le pic de droite représente les événements causés par des particules, et le pic de gauche est dû au bruit électronique.

4.3.2 Identification des détecteurs brisés

L'utilité de FVar est bien différente de celle de EVar. En effet, alors que EVar donne une discrimination entre les α et les neutrons, FVar permet d'identifier des événements dits de fracture. Si un détecteur est en activité pendant trop longtemps et obtient beaucoup d'événements dus à des particules, c'est-à-dire qu'il s'y forme beaucoup de bulles, il y a une probabilité non négligeable que le gel s'étire trop et se fracture, provoquant ainsi des sites de nucléation spontanée qui n'ont rien à voir avec le bruit électronique ou avec les particules interagissant avec le détecteur. La section 5.3 va aller plus en détail sur les fractures. La figure 4.10 a montré ce à quoi ressemble une distribution de FVar pour une séance de prise de données normale, avec un détecteur sans fracture. La figure 4.11 montre cette fois-ci l'allure de cette distribution lorsqu'il y a une fracture dans le détecteur. Il y a beaucoup plus d'événements enregistrés, avec une proportion non-négligeable d'événements avec $FVar < 0$, tandis qu'une distribution typique n'en a pas. Cette différence implique alors que les événements de fracture se situent dans une région de FVar négative.

En utilisant FVar, il est alors possible d'identifier quels détecteurs ont des fractures, et s'ils en ont, de conclure s'ils sont brisés. En effet, si le gel se régénère suffisamment, il se peut que la fracture disparaisse. Si elle ne le fait pas, cependant, le détecteur n'est plus utilisable et il faut alors le retirer du montage et le remplacer par un nouveau.

4.4 Comparaison des énergies et des fréquences

Les deux variables utilisées indépendamment ont chacune des particularités qui les rendent intéressantes. Il peut être curieux de les combiner dans un même graphique, afin de vérifier si les points correspondent, c'est-à-dire si un événement identifié comme un bruit par EVar est aussi un bruit selon FVar. Pour ce faire, à chaque événement est associé une valeur unique de EVar et de FVar. Si chaque événement est alors placé dans un graphique où la valeur de EVar est l'abscisse et FVar est l'ordonnée, un nuage de points est obtenu. Ces graphiques vont être appelés des graphiques-FE pour FVar et EVar. La figure 4.12 montre un de ces graphiques-FE typique. Le bruit se situe à gauche

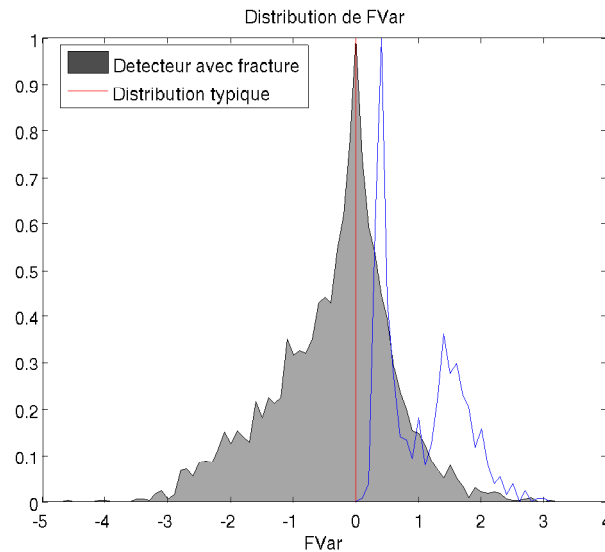


Figure 4.11 – Distribution de FVar lors d’une séance de prise de données avec le détecteur 138, comportant une fracture. Ce détecteur n’a jamais été amené à la mine. La courbe pleine est la distribution de la séance avec fracture, comparée à la distribution typique normalisée de la figure 4.10. La distribution avec la fracture comporte des FVar < 0 que la distribution typique n’a pas, ce qui suggère que les événements de fracture se trouvent dans cette région.

en bas alors que les événements issus de particules forment un îlot vers la droite et un peu plus élevé par rapport au bruit.

Cette technique de classification des événements devient utile lors de tentatives d’identification de la cause d’un événement particulier, comme pour la discrimination α -neutron (section 5.2), ou pour l’identification des fractures (section 5.3). Le chapitre 5 recense un catalogue des différentes causes possibles d’événement dans les détecteurs PICASSO, ainsi que leur position dans de tels graphiques-FE.

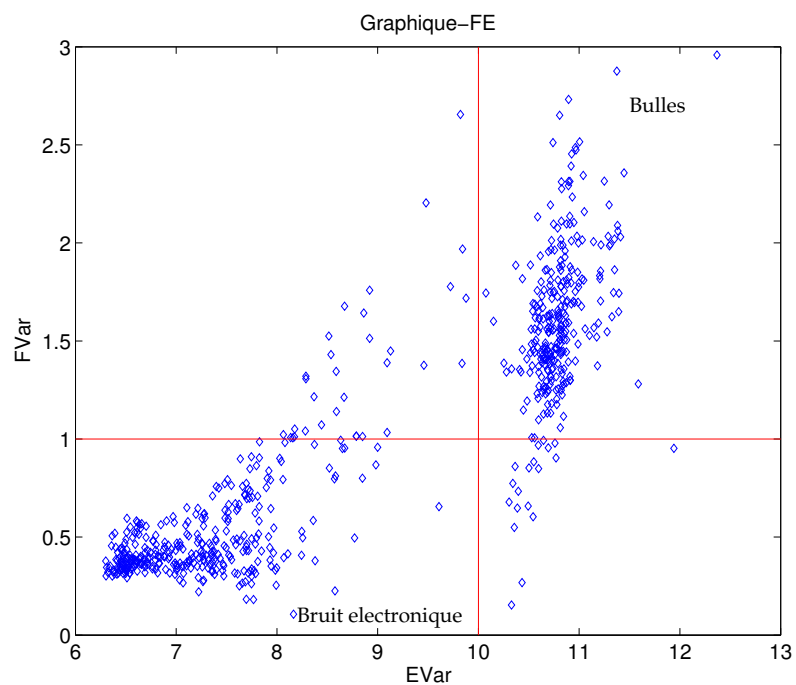


Figure 4.12 – Graphique-FE d’une prise de données typique. Les points en bas à gauche proviennent du bruit électronique, alors que l’îlot surélevé à droite sont des événements induits par des particules. Ce graphique montre aussi que les événements identifiés par EVar et FVar correspondent.

CHAPITRE 5

CATALOGUE DES ÉVÉNEMENTS

À partir des techniques de discrimination discutées au chapitre précédent, il devient maintenant possible d'identifier quels types d'événements correspondent à un déclenchement du détecteur. Certains, comme les événements causés par des neutrons ou des particules alpha, sont plus facilement discriminables que d'autres, comme les bulles d'air, qui sont identifiés par d'autres méthodes.

5.1 Les neutrons et les WIMPs

Les neutrons constituent la source principale de bruit de fond pour les détecteurs PICASSO. Heureusement, avec les détecteurs installés deux kilomètres sous terre et protégé par des cubes d'eau, pratiquement aucun neutron ne se rend aux détecteurs. Cependant, comprendre le comportement du détecteur face aux neutrons demeure important, car il est attendu que les neutrons répondent de façon similaire aux WIMPs [42]. En effet, le neutralino interagit avec les noyaux de ^{19}F et de ^{12}C des gouttelettes par collision élastique. Des collisions inélastiques pourraient être considérées, cependant il n'y a pas de techniques évidentes pour les détecter, puisqu'il faudrait des détecteurs d'une grande taille ainsi qu'une énergie de seuil très faible et une très grande résolution d'énergie. Il est donc beaucoup plus simple de se concentrer sur les collisions élastiques [43]. De la même façon, les neutrons utilisés pour l'étalonnage peuvent réagir par collision élastique ou inélastique avec le noyau.

Il advient que les neutrons sont des particules massives, faciles à projeter sur le détecteur, et présentant un comportement similaire aux neutralinos. Il devient très important de comprendre leurs interactions. La figure 5.1 montre un événement typique induit par un neutron ainsi que sa transformée de Fourier.

La figure 5.2 montre le graphique-FE d'une séance de prise de données d'étalonnage

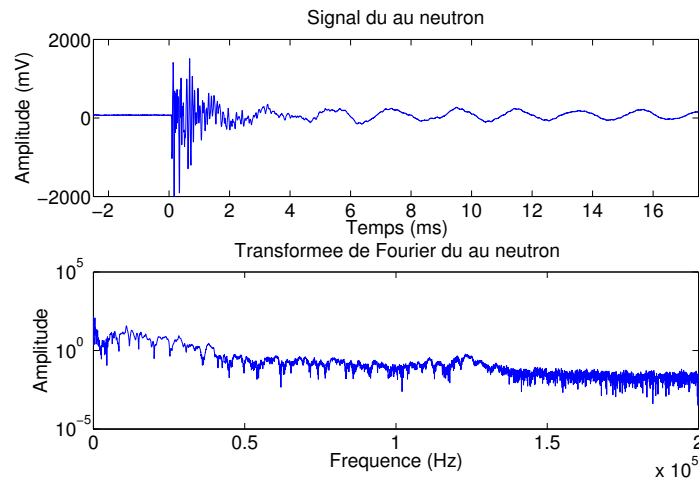


Figure 5.1 – Exemple d’un événement dû à un neutron. La figure du haut est le signal tel qu’enregistré par le DAQ, et celle du bas est la transformée de Fourier correspondante. L’événement a été sélectionné d’une séance de prise de données d’étalonnage à 30 °C pour le détecteur 71. Il a été choisi selon la région de neutrons identifiés à la figure 5.2

à 30 °C. Lors de la séance d’étalonnage, les événements créant des bulles sont des neutrons, et le reste n’est que du simple bruit. Les autres types d’événement enregistrés par le DAQ du reste du chapitre vont être comparés à ceux dus aux neutrons, puisque le but final est de discriminer tous les événements lors d’une séance de prise de données de bruit de fond afin d’identifier ceux qui restent dans la région du neutron. De cette façon, étant donné que les WIMPs devraient provoquer une réponse similaire, ces événements seront alors identifiés comme des WIMPs.

5.2 Les particules alpha

Avec la réduction quasi-totale des neutrons à l’intérieur du montage PICASSO, la source majeure d’événements lors d’une séance de bruit de fond devient les particules alpha. Celles-ci sont particulièrement difficiles à éviter, provenant de contamination à l’uranium et aux chaînes de désintégration du thorium à l’intérieur des différents ingrédients composant le détecteur. La section 3.3 a discuté des techniques de purification des matériaux pour minimiser ce bruit de fond, et la section 4.2.2.1 décrit une technique permettant d’éliminer ces événements avec des outils d’analyse.

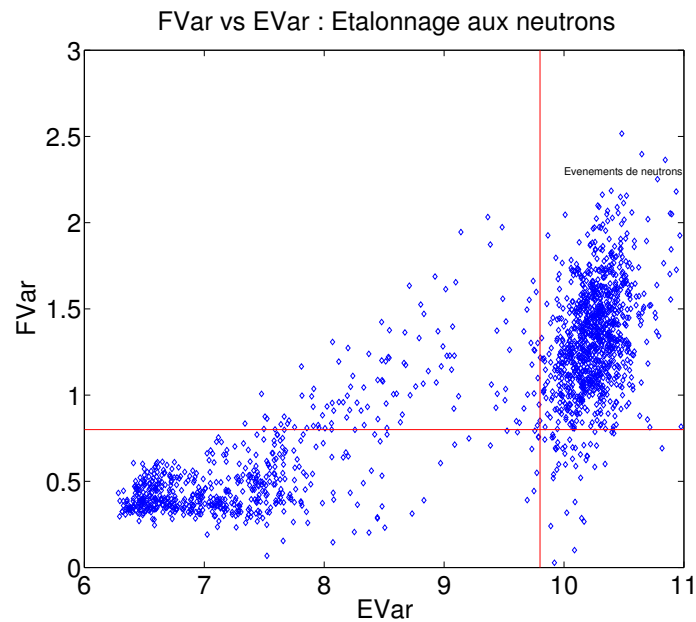


Figure 5.2 – Graphique-FE d’une séance d’étalonnage à 30 °C. Les reculs dus aux neutrons sont identifiés dans l’îlot supérieur droit.

La figure 5.3 montre un signal typique causé par un événement dû à une particule α ainsi que sa transformée de Fourier.

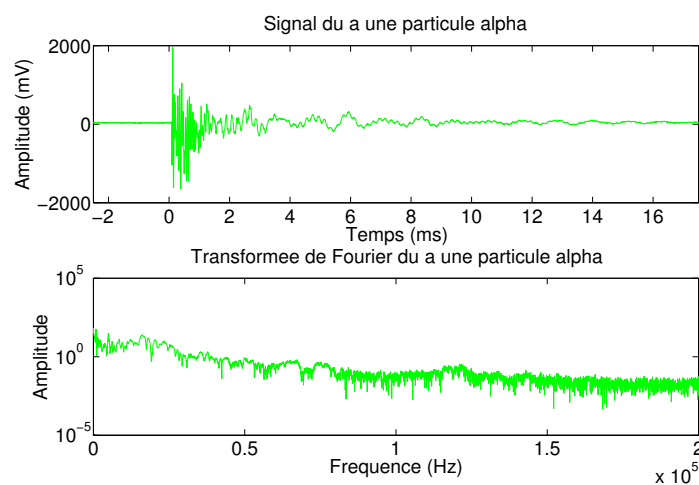


Figure 5.3 – Événement typique causé par une particule α . Cet événement provient d’une séance de prise de donnée de bruit de fond à 30 °C pour le détecteur 71. Il a été sélectionné par identification grâce à la discrimination de EVar entre α et neutrons.

La figure 5.4 montre où se situent les événements causés par des particules α par rapport aux événements causés par des neutrons. Il est visible que EVar discrimine les deux types d'événements, ce qui est cohérent avec ce qui a été dit à la section 4.2.2.1.

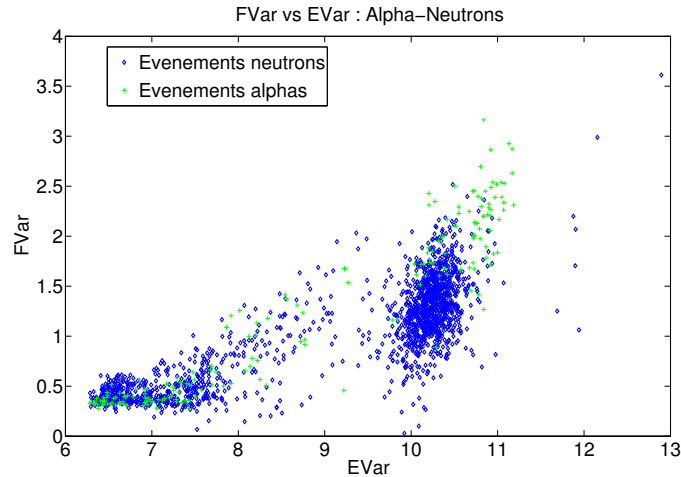


Figure 5.4 – Graphique-FE comparant les événements causés par des α par rapport aux événements causés par des neutrons. Les événements de neutron proviennent de la même séance de prise de données d'étalonnage qu'à la figure 5.2, tandis que les événements d' α proviennent de séance de prise de données de bruit de fond, les deux pour le détecteur 71 à 30 °C. La différence dans la distribution entre les événements causés par les neutrons et les α est visible, même si partielle. Une explication possible de ce comportement est donnée dans le texte.

Une explication possible pour ce comportement face à l'énergie du signal est que la particule α crée de multiples sites de nucléation à l'intérieur de la gouttelette, par rapport aux neutrons qui n'en font qu'un seul. En effet, le recul nucléaire causé par un neutron n'a qu'une courte portée et la région de nucléation sera ponctuelle, causant une bulle sphérique.

Pour les particules α , cependant, puisqu'il s'agit d'une particule chargée, l'interaction se fait par ionisation de l'électron atomique, se transmettant ensuite à l'atome sous forme d'énergie cinétique [44]. De plus, en raison du phénomène du pic de Bragg, qui montre qu'une particule ionisante perd le plus d'énergie à la fin de son trajet [45], la particule α va interagir avec la gouttelette à plusieurs reprises, jusqu'à ce qu'elle ait perdu toute son énergie. Cela crée alors plusieurs sites de nucléation, résultant en une sorte de tube

le long de sa trajectoire. Les différentes bulles se formant à chaque site de nucléation se mélangent à mesure qu'elles croissent, et le signal acoustique ainsi émis est plus puissant, ce qui mène alors à une distribution d'énergie plus élevée pour les α que pour les neutrons [44]. La figure 5.5 illustre cette situation.

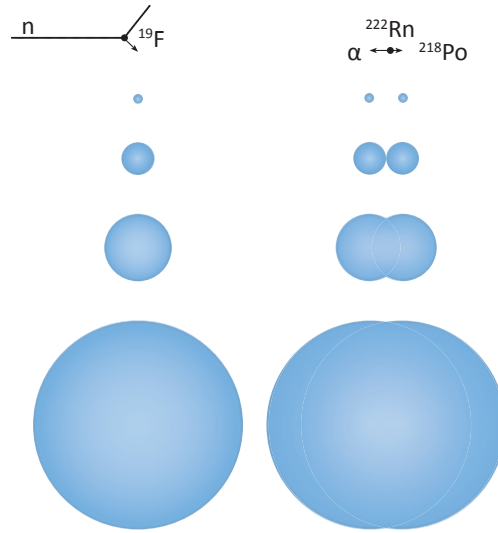


Figure 5.5 – Évolution de la croissance de la bulle selon la particule qui a déclenché le changement de phase. À gauche, le neutron cause un recul nucléaire, ce qui crée un site de nucléation à partir duquel la bulle croît. À droite, un atome de ^{222}Rn se désintègre et émet un α et un noyau de ^{218}Po . Le noyau de ^{218}Po , s'il est dans ou à la surface de la bulle, recule et cause un site de nucléation, tandis que l' α , par le phénomène du pic de Bragg, en cause un autre [44]. La figure a été gracieusement fournie par Mathieu Laurin.

Il faut aussi remarquer dans la figure 5.4 que certains événements causés par des particules α tombent dans la région des neutrons/WIMPs. Les α qui ont moins d'énergie à déposer, ou qui n'interagissent qu'une seule fois avec les gouttelettes vont créer des bulles qui sont identiques aux bulles créées par les neutrons. Cela a aussi pour conséquence que, malgré la discrimination α -neutron observée par EVar, certains événements α ne sont pas éliminés, et peuvent se confondre pour des neutrons ou des WIMPs. Il y a donc encore du travail à faire pour éliminer ce bruit de fond.

5.3 Les fractures

Les fractures sont des événements qui ne sont pas causés par des particules, mais plutôt par une malformation dans le gel. En effet, lorsque la gouttelette éclate en bulle, cette nouvelle bulle occupe un volume jusqu'à 100 fois plus gros que la gouttelette. En conséquence, le polymère qui maintient les gouttelettes en place doit s'adapter à chaque événement, soit en se réarrangeant ou en s'étirant. À mesure que des événements se produisent, le polymère subit plus de tensions, jusqu'à une éventuelle déchirure de celui-ci ; une fracture est alors apparue. Cette fracture provoque alors une multitude de sites de nucléation sur les gouttelettes la longeant, provoquant une série d'événements non-désirés.

Quoiqu'un tel phénomène soit rare, cela s'est déjà produit. Lorsqu'un détecteur montre des signes d'une fracture, il faut soit le laisser se régénérer, c'est-à-dire le laisser sous pression assez longtemps pour faire disparaître la fracture, ou bien, si cela ne fonctionne pas, simplement remplacer le détecteur car la déchirure est trop importante et le détecteur est considéré comme brisé.

Cette section va traiter de trois types de fractures différentes. Le premier type vient du premier détecteur dans lequel une fracture a été observée, dans le DAQ de première génération utilisé par PICASSO. Le deuxième type vient d'un détecteur installé dans la mine ayant eu quelques difficultés, avec le DAQ de deuxième génération. Finalement, un autre type d'événement dénotant une fracture sont ceux qui montrent, visuellement du moins, plusieurs signaux de bulles à l'intérieur d'un signal.

5.3.1 L'ancien DAQ

L'observation d'une fracture dans l'ancien DAQ s'est fait avec le détecteur 138, qui n'a jamais été installé dans la mine à Sudbury. Ce détecteur avait effectué une série de prises de données d'étalonnage qui ont usé le polymère un peu plus à chaque séance. Éventuellement, une fracture s'est formée, ce qui a donné une évolution du nombre d'événements en fonction du temps, ressemblant à celle de la figure 5.6.

La figure 5.7 est un exemple d'événement induit par une fracture. L'événement pro-

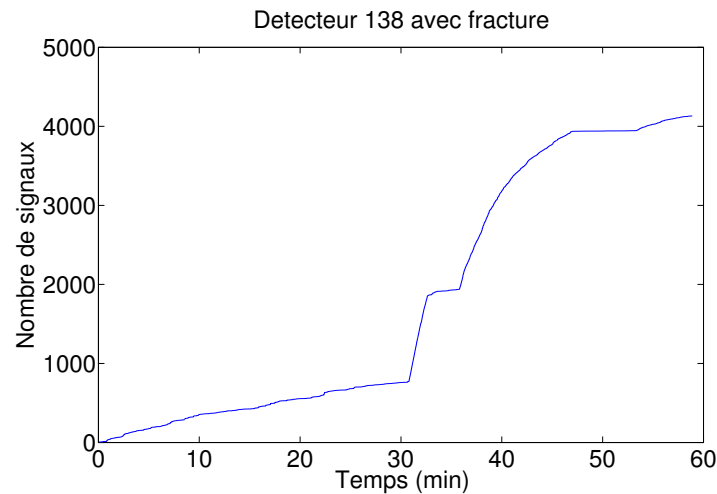


Figure 5.6 – Nombre d'événements en fonction du temps pour une prise de données avec le détecteur 138, qui a une fracture. Les zones où la pente du nombre d'événement en fonction du temps sont les plus à pic sont les zones où des gouttelettes ont éclaté par la présence de fractures dans le détecteur.

vient de la ligne verticale prominente visible dans la figure 5.6.

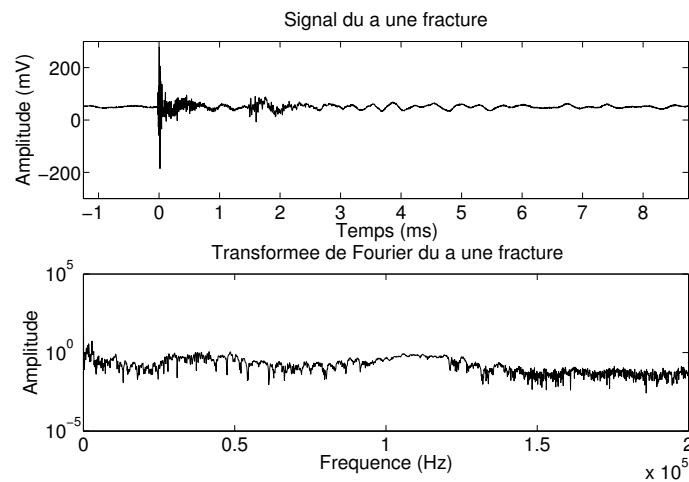


Figure 5.7 – Événement typique dû à une fracture. La transformée de Fourier montre une différence marquée avec un événement causé par un neutron, ce qui est exploité par FVar. Cet événement provient du moment où le nombre d'événements monte en flèche dans la figure 5.6

La figure 5.8 montre le graphique-FE de la séance de prise de donnée du détecteur 138 avec fracture aussi montré à la figure 5.6. La distribution est complètement atypique

des distributions habituelles des graphiques-FE. Les événements de fracture sont les événements avec un $FVar < 0$. Il est aussi visible que EVar ne peut pas faire la distinction entre les événements causés par des particules par rapport à ceux de fracture.

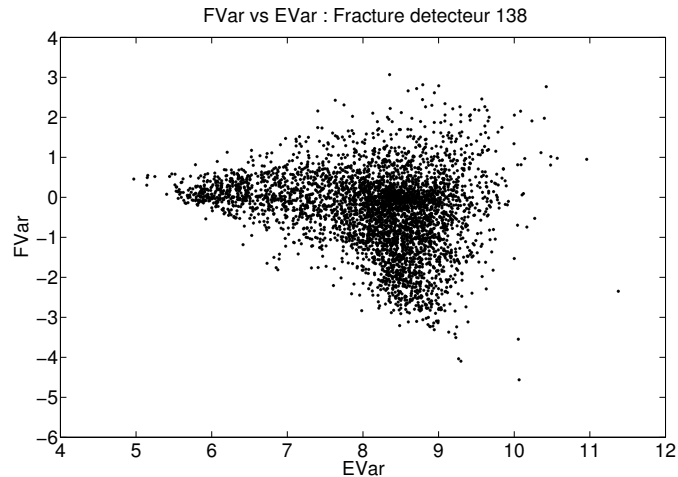


Figure 5.8 – Graphique-FE montrant la distribution en FVar et EVar d’une séance de prise de données pour le détecteur 138, qui contient une fracture. Les événements de fracture sont ceux avec un FVar négatif.

Ces événements ne sont cependant pas comparés aux événements dus à des neutrons tel que montré précédemment, car cette séance de prise de donnée a été effectuée avec le nouveau DAQ, qui a un comportement différent, tels les gains, par rapport à l’ancien DAQ. Cela empêche une comparaison naturelle des événements enregistrés par l’ancien DAQ de ceux enregistrés par le nouveau DAQ.

5.3.2 Le nouveau DAQ

Comme mentionné à la section précédente, étudier les fractures qui sont apparues lors de prises de données avec le DAQ de première génération perd un sens utile lorsque l’analyse dans la mine se fait avec le DAQ le plus récent. Cette section discute de la situation du détecteur 129, qui était installé dans la mine et qui a développé une fracture. La figure 5.9 montre un signal typique de fracture enregistré par le détecteur 129.

La figure 5.10 montre le graphique-FE de la dernière prise de donnée effectuée par le détecteur 129 avant qu’il ne soit retiré du montage. La zone des événements causés

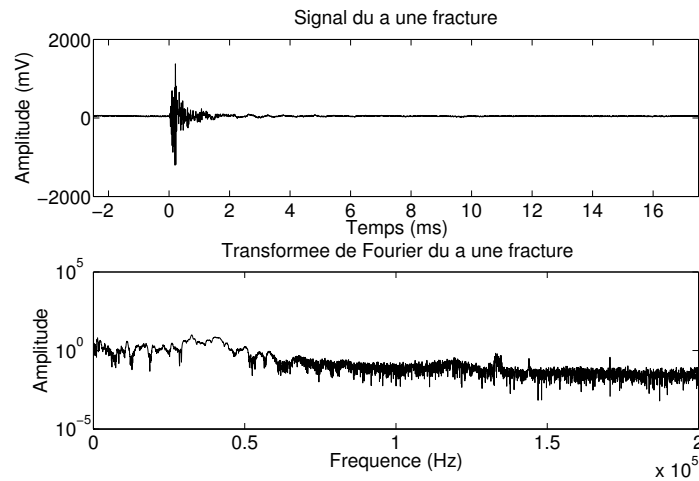


Figure 5.9 – Exemple d’un événement causé par une fracture pour le détecteur 129, dans la mine, enregistré par le nouveau DAQ. Il est similaire à celui montré à la figure 5.7, puisque les deux ont les mêmes causes. Les différences sont donc dues aux différences entre les deux DAQ.

par des fractures est encore une fois dans les FVar négatifs. Il est bien évident que ce détecteur était défectueux.

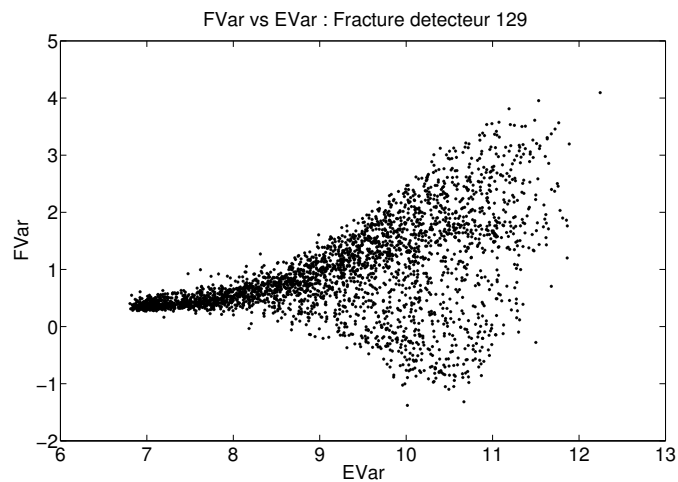


Figure 5.10 – Graphique-FE de la dernière séance de prise de donnée du détecteur 129. La fracture est mise en évidence par les événements avec un FVar négatif.

5.3.3 Les événements multiples

Une dernière forme d'événement qui vient présumément d'une fracture est l'événement multiple. Comme le montre la figure 5.11, il s'agit d'événements qui semblent se produire plusieurs fois à l'intérieur des 20 millisecondes enregistrés par le DAQ lors d'un déclenchement. Puisque les événements causés par des fractures ont tendance à se produire l'un après l'autre assez rapidement, il est facile de conclure que ces événements multiples sont justement des événements causés par des fractures qui se produisent à l'intérieur de 20 ms.

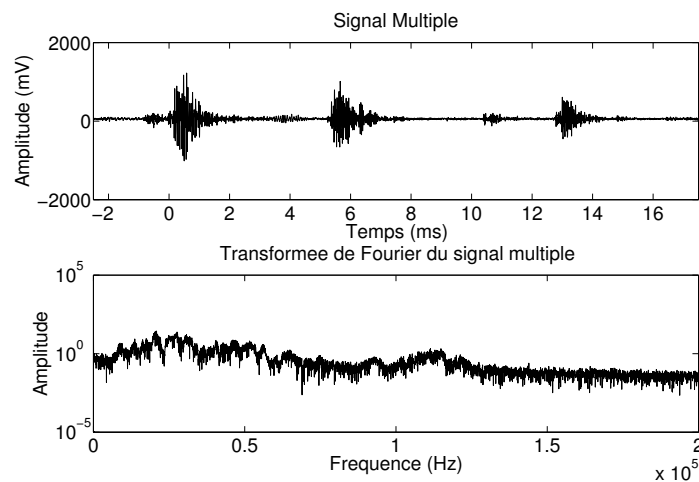


Figure 5.11 – Signal d'un événement multiple et sa transformée de Fourier. L'événement est caractérisé par de multiples signaux typiques d'une bulle à l'intérieur de l'événement enregistré par le DAQ. Cet événement provient d'un autre détecteur montrant des signes de la présence d'une petite fracture, le détecteur 136.

La figure 5.12 montre la distribution FVar et EVar de trente événements du type montré à la figure 5.11 sélectionnés visuellement, comparés aux événements neutrons de la figure 5.2. Ces événements sont éparpillés un peu partout dans le graphique, ce qui montre qu'ils sont difficiles à discriminer. D'autres méthodes doivent donc être développées pour être capable de les identifier rapidement sans interprétation visuelle.

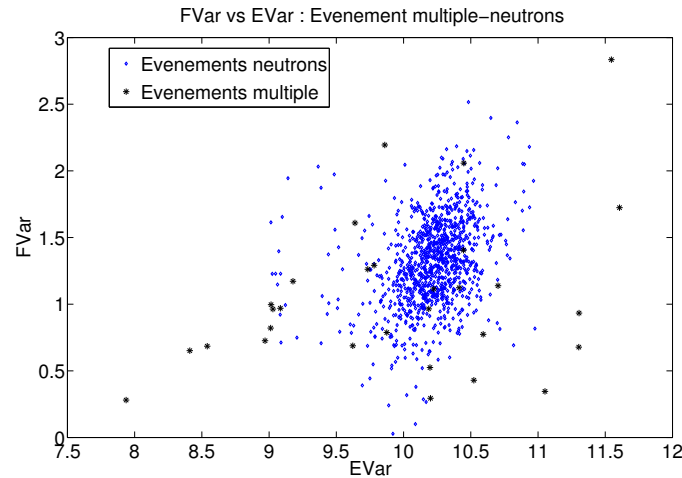


Figure 5.12 – Comparaison entre les événements multiples et les événements engendrés par des neutrons. Les événements multiples sont éparpillés aux alentours et parfois même dans la zone où les neutrons et les WIMPs sont attendus. Les événements multiples proviennent du détecteur 136, qui montre des signes d’une petite fracture, et les événements neutrons proviennent d’une séance d’étalonnage à 30 °C pour le détecteur 71, comme montré à la figure 5.2

5.4 Les bruits

En expliquant le comportement de EVar et de FVar, il a déjà été démontré que les bruits sont clairement séparés des événements de bulles. Il faut tout de même comprendre d’où viennent ces bruits, et s’assurer qu’ils ont bel et bien un EVar et FVar faible. Il y a deux types de bruit qui déclenchent nos détecteurs : les bruits acoustiques et les bruits électroniques.

5.4.1 Les bruits acoustiques

Les bruits acoustiques proviennent, comme le nom l’indique, d’une onde sonore émise avec une intensité suffisante pour déclencher le détecteur. Ces bruits peuvent être des explosions provenant des excavations dans la mine de Sudbury, ou des vibrations causées par le choc de matériel lourd se faisant transporter dans la mine. Comme expliqué à la section 4.1, les détecteurs vont enclencher seulement lorsqu’une amplitude seuil a été atteinte par les senseurs piézo-électriques. En conséquent, la plupart des bruits

acoustiques émis ne seront pas détectés tant que ce seuil est suffisamment élevé. Cependant, dans les cas d'excavation dans la mine, le bruit mesuré par les senseurs peut être suffisamment fort pour déclencher le DAQ.

La figure 5.13 montre l'allure d'un tel événement enregistré par les détecteurs PICASSO.

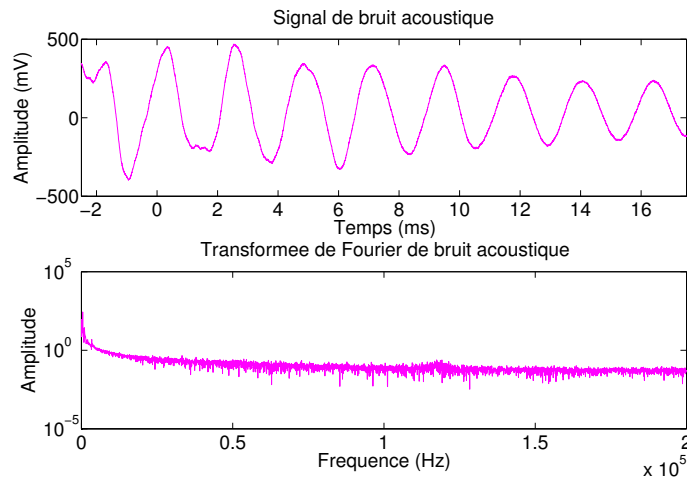


Figure 5.13 – Exemple d'un bruit acoustique ainsi que de sa transformée de Fourier. La transformée de Fourier montre que les fréquences impliquées sont très basses, ce qui laisse toutes les autres fréquences avec une amplitude très faible, mis à part pour le pic de résonance à 120 kHz. Ceci explique la petite valeur de FVar. Pour EVar, la faible amplitude ainsi que la faible fréquence donne une petite aire sous la courbe après normalisation, ce qui donne un EVar faible.

5.4.2 Les bruits électroniques

Un autre type de bruit, plus commun, est d'origine électronique. Il s'agit en fait d'un pic électronique. Il est possible qu'une charge s'accumule dans les senseurs piézo-électriques, qui finissent par se décharger soudainement. Cela produit un pic soudain dans le signal, ce qui déclenche le détecteur. Dans ces situations, en général seulement un canal voit ce pic, les autres ne vont voir que du bruit ambiant bien en deçà du seuil de détection du DAQ. La figure 5.14 montre l'allure du signal d'un pic électronique dans le canal où il a lieu, et la figure 5.15 montre l'allure d'un des autres canaux qui ne le voient pas.

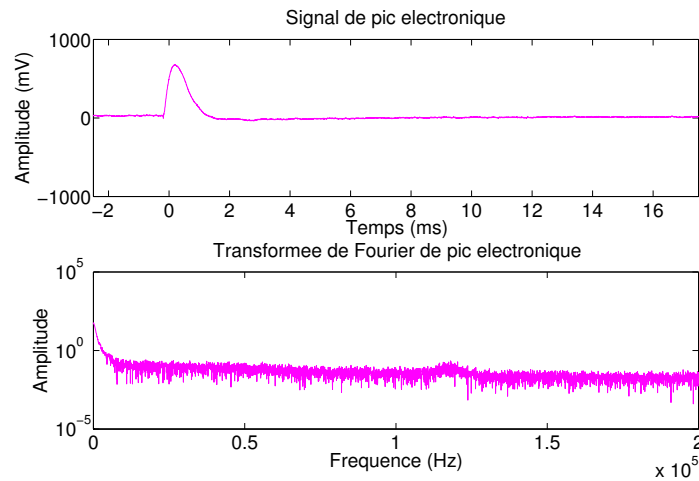


Figure 5.14 – Signal d'un événement associé à un pic électronique accompagné de sa transformée de Fourier. Le EVar va être faible car il n'y a que quelques points à haute amplitude. Pour FVar, la transformée de Fourier est similaire à la figure 5.13, et devrait aussi être faible.

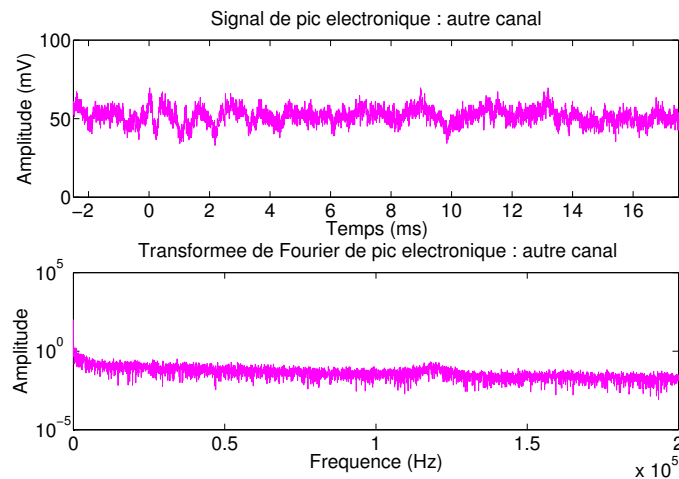


Figure 5.15 – Même événement qu'à la figure 5.14, mais pour un autre canal. Le bruit enregistré n'est pas assez élevé pour déclencher le DAQ à lui seul. Le EVar de cet événement est encore plus faible que celui de la figure 5.14, et puisque le EVar d'un événement est en fait la moyenne sur les 9 canaux, le EVar total de cet événement reste faible. La transformée de Fourier n'est pas plus différente que pour les figures 5.13 et 5.14, ce qui donne toujours un FVar plus faible.

La figure 5.16 montre la distribution dans un graphique-FE de ces deux types de bruit, acoustique et électronique, par rapport aux neutrons montrés à la figure 5.2. Ils

sont bel et bien situés dans une zone bien à part des neutrons et des WIMPs, ce qui montre qu'ils sont bien discriminés et ne posent plus de problèmes à l'analyse.

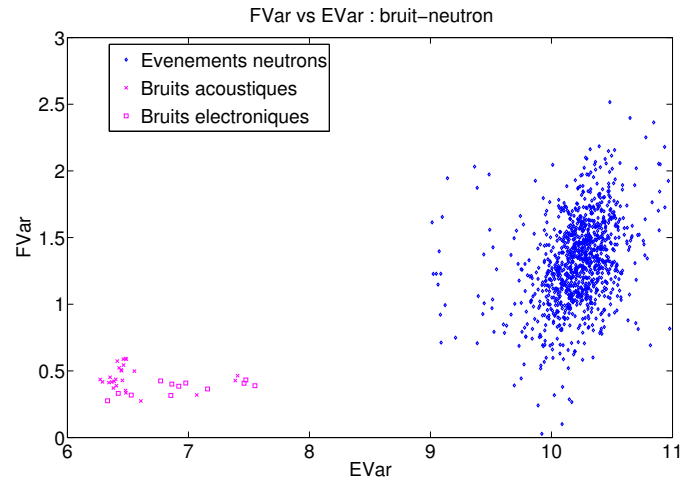


Figure 5.16 – Graphique-FE des événements provoqués par du bruit comparé aux événements induits par les neutrons provenant du détecteur 71, à 30 °C. Les deux types de bruit sont très bien séparés des neutrons. Ils sont aussi mélangés les uns avec les autres ; la seule façon d'identifier de quel type de bruit il s'agit est visuellement.

5.5 Les bulles d'air

Les événements causés par des bulles d'air ne sont pas encore assez nombreux pour constituer un problème pour l'analyse. Cependant, à mesure que les techniques de purification et de discrimination s'améliorent et éliminent le bruit de fond principal, les particules α , ce type d'événement va prendre de l'importance. Il est donc important de les étudier et de les comprendre.

Lors de la fabrication des détecteurs, de l'air peut avoir été absorbé par les divers ingrédients qui mènent au polymère, qui sont alors piégés après la polymérisation. Comme expliqué à la section 3.2.1, le détecteur est laissé sous pompe à vide pendant 8 heures afin d'enlever l'air qui s'y trouve. Cependant, tout comme la purification des particules α , il va toujours en rester quelques bulles d'air, suffisamment pour constituer un bruit de fond détectable.

Afin de mesurer la formation de bulles d'air dans les détecteurs, un détecteur sans fréon

a été installé dans le montage à Sudbury, puisque les bulles d'air vont déclencher le détecteur qu'il y ait un élément actif ou non. Du fait que le détecteur n'a pas de fréon, tout événement se classant dans la zone d'événement de bulles tel que montré à la figure 4.12 ne peut avoir été produit par des particules α , des neutrons ou des WIMPs, et donc provient de bulles d'air. Après analyse, et démontré par la figure 5.17, il n'y a que très peu d'événements causés par des bulles d'air.

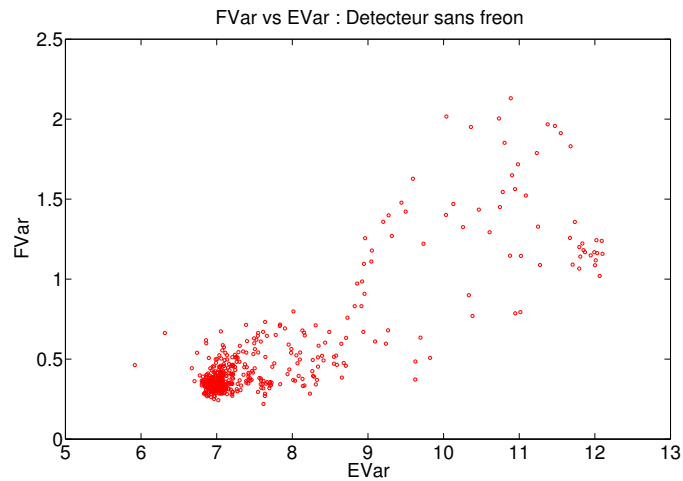


Figure 5.17 – Graphique-FE pour le détecteur sans fréon. Les événements proviennent de 8 séances de prise de données à 30 °C, bruit de fond et étalonnage confondu. Certains événements se situent dans la zone des neutrons et des WIMPs, ce sont les événements causés par des bulles d'air.

Dans tous les événements montrés à la figure 5.17, il n'y en a que quelques-uns qui n'ont pas l'allure d'un simple bruit. La figure 5.18 montre un événement enregistré par le détecteur sans fréon qui pourrait facilement être confondu avec un événement associé à un neutron.

Puisqu'il est impossible d'étalonner le détecteur sans fréon, celui-ci n'ayant pas de masse active, il est difficile de dire où devraient se situer les événements dus à des neutrons dans un graphique-FE pour ce détecteur, chaque détecteur répondant différemment aux étalonnages. Pour le moment, identifier les événements de bulles d'air ne se fait que visuellement. La figure 5.19 compare 27 événements de bulle d'air, identifiés d'une telle façon, avec les événements de neutron de la figure 5.2. Il faut cependant faire attention,

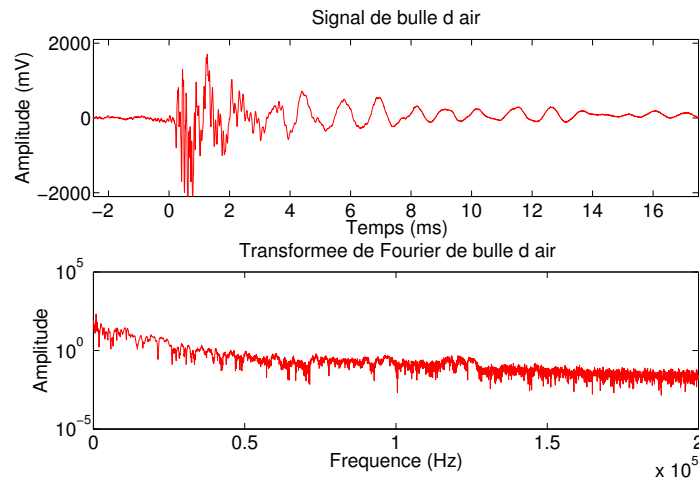


Figure 5.18 – Signal causé par une bulle d’air et sa transformée de Fourier. Le signal peut être facilement confondu avec un événement induit par un neutron.

ces événements de neutron sont mesurés avec un autre détecteur, le 71, et ne signifient pas nécessairement qu’ils sont situés au même endroit dans le graphique-FE pour le détecteur sans fréon. Ils ne sont montrés ici qu’à titre approximatif. Cependant, les événements de bulle d’air identifiés ressemblant à des événements causés par des particules, il est normal d’y trouver des valeurs de EVar et FVar similaires à ceux des neutrons. Ceci montre qu’il va devenir nécessaire de comprendre ces événements et développer une nouvelle méthode pour les discriminer.

5.6 Saturation

Un autre type d’événement enregistré par le DAQ n’est en fait pas associé à une particule en particulier, ce sont les événements dit saturés. Les préamplificateurs utilisés dans le DAQ sont limités face à la tension qu’ils peuvent recevoir. Si l’amplitude du signal est trop élevée, il va être coupé pour tous les points se situant au-dessus de l’amplitude maximale que le préamplificateur peut gérer, et ces points sont automatiquement placés à la valeur de cette amplitude maximale. Cela résulte alors en un plateau dans le signal, comme montré à la figure 5.20.

Observer des signaux saturés présente un problème inhérent : si les événements en-

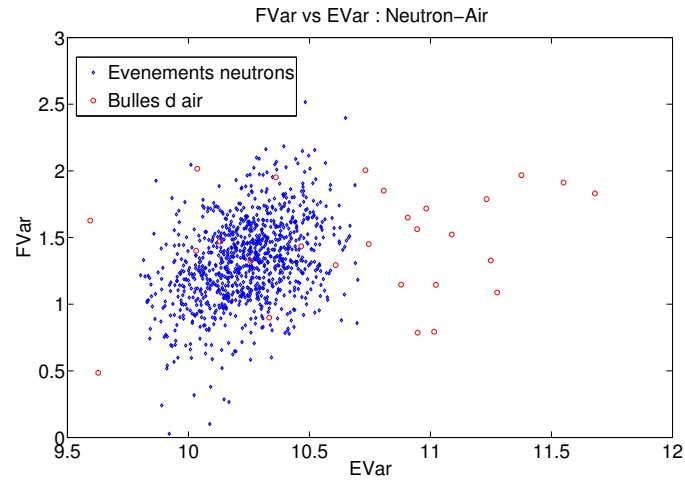


Figure 5.19 – Graphique-FE comparant les événements causés par des neutrons et des bulles d’air. Les bulles d’air sont identifiées visuellement, et les événements sont éparpillés autour et dans la zone des neutrons.

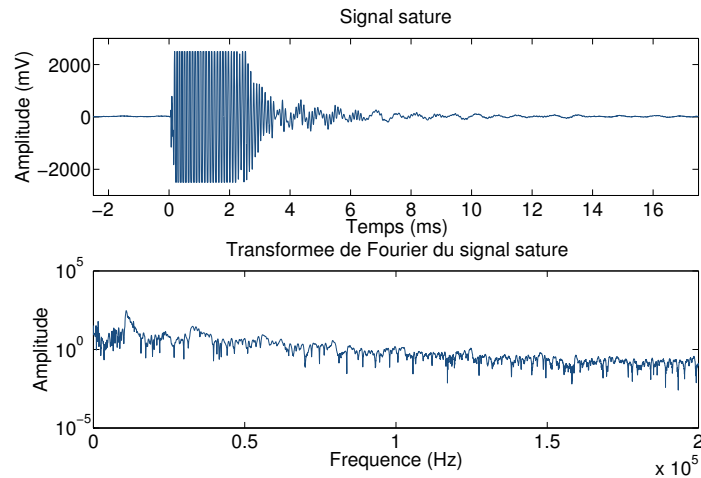


Figure 5.20 – Exemple d’un événement saturé et sa transformée de Fourier. La coupure aux amplitudes au-delà de 2500 mV est bien visible.

gendrés par des neutrons sont déjà saturés, et que les événements de particules α sont censés avoir des amplitudes et des énergies plus élevées, comme expliqué à la section 4.2.2.1, ces événements dus aux α devront être saturés à leur tour. Il devient alors presque impossible de discriminer ces événements, l’information permettant d’y arriver étant perdue par la coupure.

Une solution a été trouvée et est en cours d'application. Les préamplificateurs des détecteurs tel qu'utilisés actuellement ont des gains plutôt élevés, ce qui facilite la saturation des événements. Peu à peu, ces préamplificateurs vont être remplacés par de nouveaux avec des gains plus faibles, permettant ainsi de garder le signal le plus complet possible et éliminer totalement les événements saturés. Quelques détecteurs en sont déjà équipés, et le plan actuel est de les changer pour tous les détecteurs dans le montage de PICASSO à SNOlab.

5.7 Événements inconnus

Le dernier type d'événement est encore de type inconnu. Le peu de connaissance sur ces événements est montré à la figure 5.21, qui montre une distribution de EVar de séance de prise de données d'étalonnage à 4 températures différents ; 40, 45, 50 et 52 °C. Il y a trois pics visibles dans les graphiques, le pic le plus à gauche est le bruit, celui le plus à droite est causé par des particules. Il reste le pic entre les deux, qui est dû à ces événements de type inconnu. À 40 °C, ce pic se tient beaucoup plus près du pic du bruit. Cependant, à mesure que la température augmente, il semblerait que ce pic se déplace vers le pic des événements à bulle, le saut se faisant soudainement entre 45 et 50 °C, et la quantité d'événement y étant associé devient comparable à celui du pic des événements à bulle, à 52 °C.

La figure 5.22 montre la forme du signal associé à ce pic ainsi que sa transformée de Fourier. Le signal semble être majoritairement en basses fréquences, avec quelques composantes en hautes fréquences, et des amplitudes plus ou moins élevées.

Ce comportement explique la situation avec EVar, et cela laisse indiquer que FVar ne pourrait pas nécessairement les discriminer, confirmé par la figure 5.23, qui compare des événements inconnus à 45 et 50 °C. Tandis que les événements à 45 °C semblent être relativement contenus dans une même région de FVar, à 50 °C ils deviennent beaucoup plus éparpillés. FVar n'est donc pas très utile pour identifier ces événements ; ils sont trouvés grâce à EVar.

La question reste à poser : quelles peuvent être la ou les causes de ces événements ?

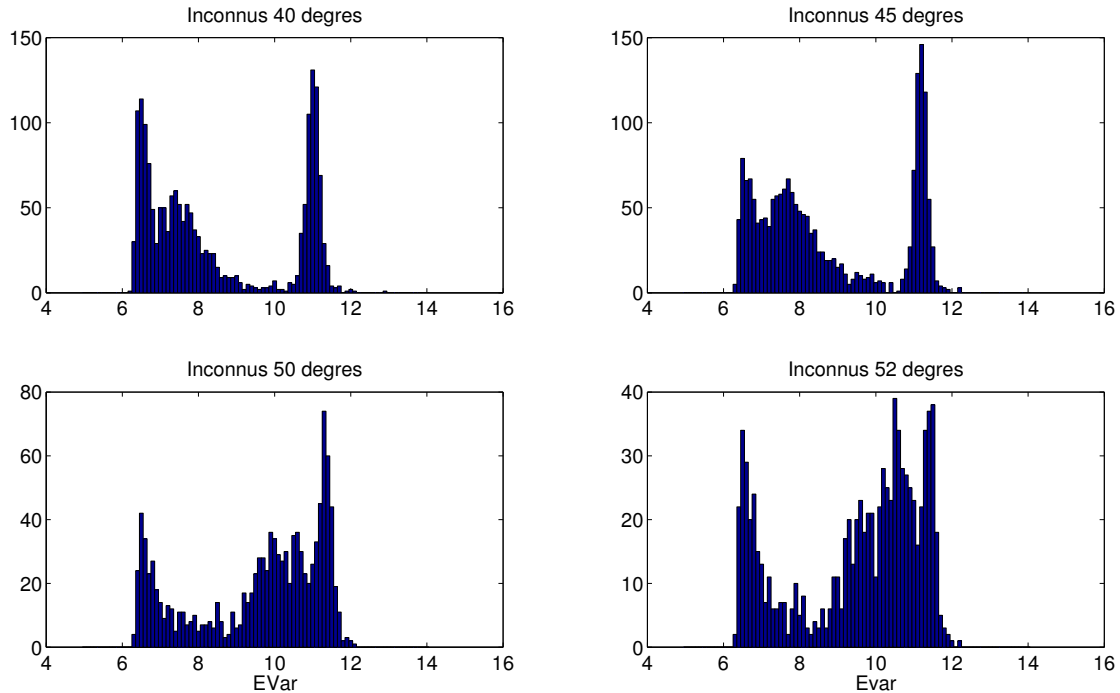


Figure 5.21 – Distribution de EVar pour 4 séances de prise de données d’étalonnage pour le détecteur 71 à différentes températures. Le graphique en haut à gauche est pour une séance à 40 °C, en haut à droite à 45 °C, en bas à gauche à 50 °C et en bas à droite, à 52 °C.

Les rayons γ semblent à première vue être des candidats idéaux. En effet, en se rappelant la figure 2.4, les détecteurs PICASSO ne sont sensibles aux rayons γ qu’à des températures élevées, aux alentours de 50 °C. Il est possible que les γ n’interagissent pas directement avec les bulles à basse température et créent une autre sorte de bruit. À mesure que la température augmente, l’énergie des γ atteint la valeur seuil nécessaire pour déclencher une nucléation.

Une expérience effectuée par Cécilia Lévy de l’Université de Queen, à Kingston en Ontario, a montré que ces événements pourraient bien être causés par des rayons γ . En effet, son expérience a consisté à comparer les taux de comptage de bruit de fond à différentes températures avec les taux de comptage de mesures avec différentes sources de rayons γ [46]. Le résultat est montré à la figure 5.24. La différence dans les taux de comptage devient clairement visible seulement à partir de 53 °C. Les taux qu’elle montre sont les

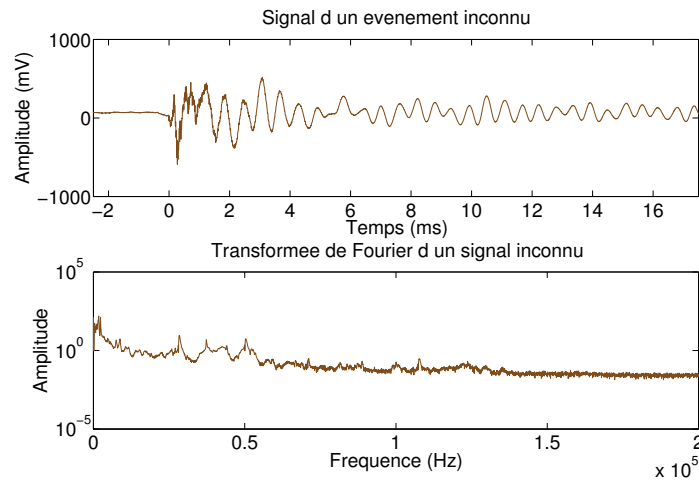


Figure 5.22 – Signal d'un événement de type encore inconnu avec sa transformée de Fourier. Le signal semble être majoritairement en basses fréquences, avec un peu de hautes fréquences réparties dans le signal.

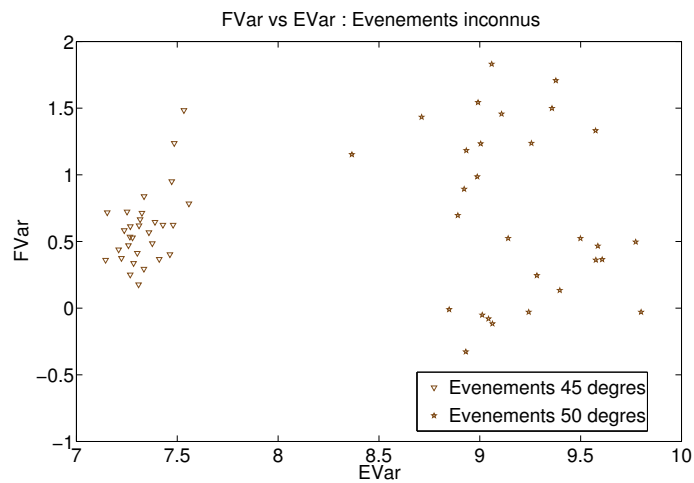


Figure 5.23 – Graphique-FE des événements inconnus à 45 et 50 °C.

taux d'événements à bulle, les bruits ayant été retirés par coupure. À 40 et 45 °C, les coupures éliminent ces événements inconnus, puisqu'ils se tiennent proche du bruit, selon la figure 5.21, et donc le taux de comptage avec et sans source reste le même. Cependant, à 50 °C, ce pic s'approchant des bulles, la coupure en laisse passer quelques-uns, ne modifiant que légèrement les taux, comme montré dans la figure 5.24. Mais, selon encore une fois la figure 5.21, à 52 °C, ce pic n'est presque plus coupé, et dans la figure 5.24,

les taux présentent une différence notable à 53 °C. La cohérence entre ces deux études indépendantes est une bonne indication que ces événements pourraient bien être causés par des rayons γ .

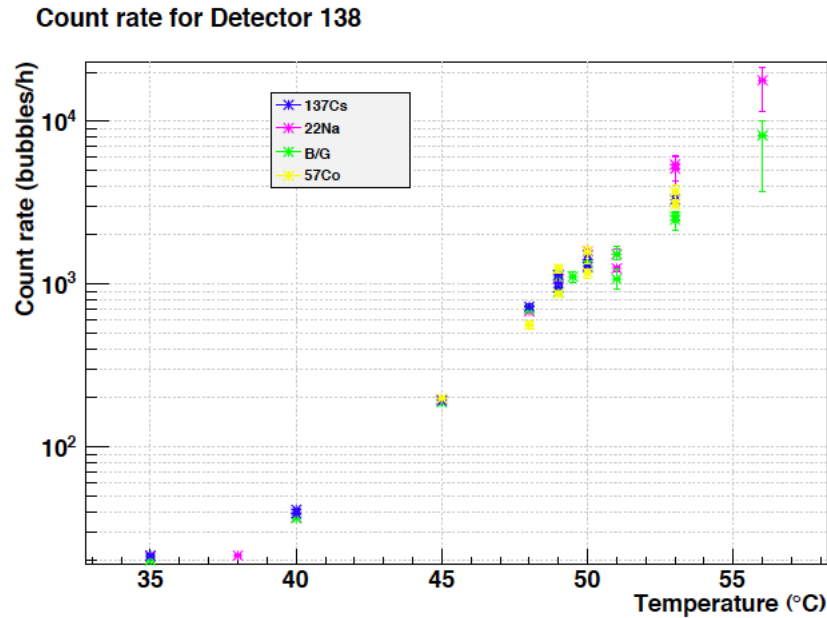


Figure 5.24 – Comparaison des taux de comptage du détecteur entre une séance de prise de données de bruit de fond, une séance d'étalonnage avec une source de ^{137}Cs , une source de ^{22}Na et une source de ^{57}Co [46].

Une autre possibilité pour ces événements serait qu'il s'agit d'un bruit extérieur. Cela confirmerait la large composante en basses fréquences du signal sans expliquer la partie en hautes fréquences. Une façon de confirmer s'il s'agit bien de bruit est d'utiliser l'algorithme de localisation développé par François Aubin et décrite dans son mémoire de maîtrise [47]. Si les événements sont causés par une source extérieure au détecteur, la localisation devrait trouver des événements trouvant leur origine pour la majorité à l'extérieur au détecteur. S'il s'agit d'un simple bruit, ils ne devraient même pas être localisés. La figure 5.25 montre cependant que les événements sont uniformément distribués dans le détecteur, suggérant que des nucléations en sont la source, possiblement, encore une fois, entraînées par des rayons γ .

Finalement, un dernier candidat pour ces événements pourrait être des WIMPs. Il

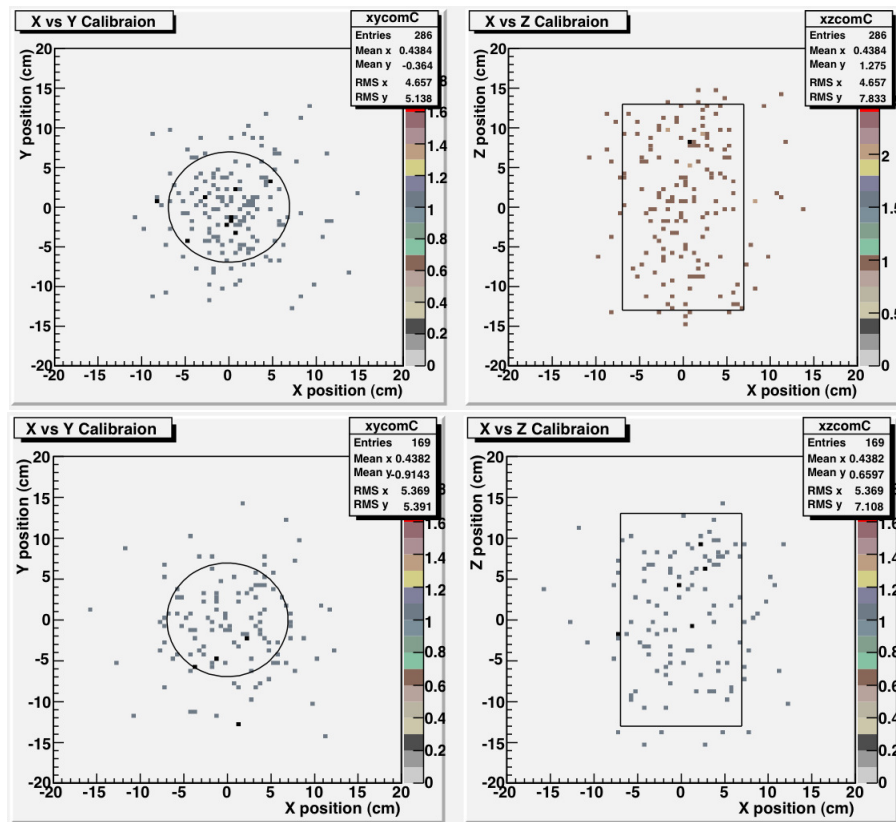


Figure 5.25 – Localisation des événements de type inconnu à 45 °C, en haut, et à 50 °C, en bas. Les événements utilisés pour la localisation sont tous les événements se situant dans la zone entre les pics de bruit et de bulles dans les distributions de EVar de la figure 5.21.

se pourrait que les nucléations soient causés par des WIMPs. Pour tenir compte de la grande quantité d'événements enregistrés ainsi que de la température à laquelle ils sont détectés, il faudrait que les WIMPs soient plutôt légers. Comme indiqué à la figure 2.5, l'efficacité de détection d'un WIMP est plus forte à basse température plus le WIMP est léger. Cependant, il ne faut pas crier victoire trop vite, car les détecteurs PICASSO ne sont pas encore suffisamment compris ; il y a encore beaucoup de travail à faire, et les chances sont que ces événements pourraient bien provenir de quelque chose de complètement différent.

CHAPITRE 6

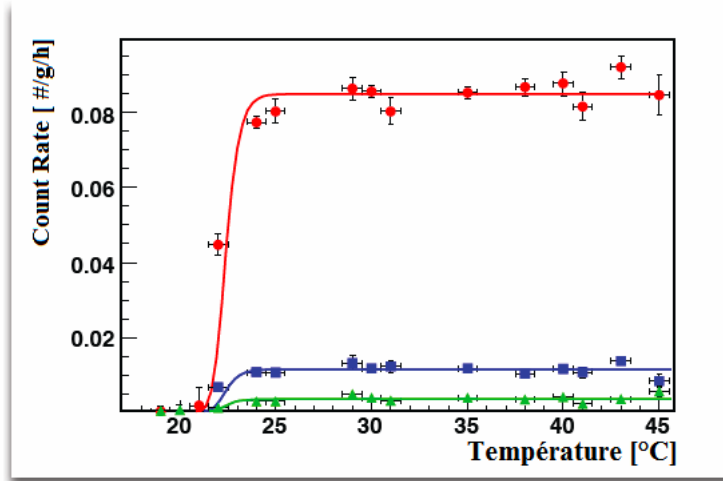
MESURES À SNOLAB

Équipée de tous ces outils d'analyse, l'expérience PICASSO a pu atteindre un nouveau degré de compétitivité dans la recherche de la matière sombre. Ce chapitre explique les techniques de mesure de bruit de fond à SNOLab et comment elles sont utilisées pour obtenir les résultats les plus récents.

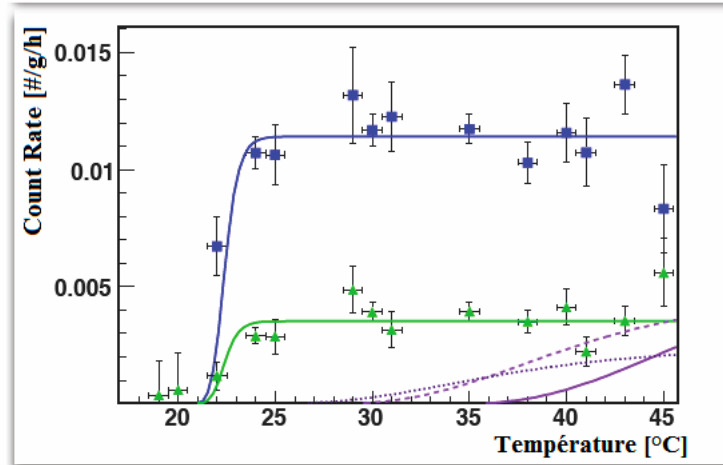
6.1 Mesure de bruit de fond à SNOLab

Comme expliqué à la section 2.3, le montage de PICASSO est installé à SNOLab, 2 kilomètres sous terre. Les prises de données suivent une routine précise. Avant de commencer, les détecteurs sont maintenus à une pression élevée afin de conserver les gouttelettes stables. Une séance débute lorsque la pression diminue dans chaque détecteur, afin que les gouttelettes deviennent métastables et réagissent avec les particules environnantes. Après 40 heures, la pression remonte, ce qui force les bulles nouvellement formées à retourner à leur état de gouttelette liquide stable. Le système se repose pendant une période de 15 heures, afin de régénérer le polymère et les gouttelettes. La température des détecteurs est changée si nécessaire. Le processus recommence ainsi de suite.

Avec la protection des 2 km de roches et les cubes d'eau entourant les détecteurs, le bruit de fond dû aux neutrons est négligeable. Ce qui est mesuré alors en particulier sont les particules α , les autres bruits de fond étant pour la plupart discriminés ou négligeables. Donc, lorsque les mesures de bruit de fond sont prises à différentes températures, ce qui est mesuré, tant que des WIMPs ne sont pas détectés, est la réponse du détecteur face aux particules α , comme montré à la figure 2.4. La figure 6.1 montre le comportement de séances de bruit de fond effectuées dans la mine pour les détecteurs 71 et 72 en fonction de la température. La pente abrupte aux alentours de 22 °C est bien visible, ainsi que le plateau qui est atteint aux alentours de 25 °C et reste jusqu'aux alentours de 45 °C.



(a) Les taux de comptage en fonction de la température pour les détecteurs 71 et 72, comparés au détecteur étalon, le 93, qui possède un bruit de fond aux particules α plus élevé. Les courbes sont des ajustements par rapport aux points mesurés.



(b) Mise au point sur les taux de comptage des détecteurs 71 et 72. Ajoutés aux courbes sont les taux de comptage attendus pour des WIMPs de masse de $100 \frac{GeV}{c^2}$ (traits), $30 \frac{GeV}{c^2}$ (pointillés) et $10 \frac{GeV}{c^2}$ (pleine)s. Une section efficace de 1 pb a été utilisée pour la courbe des WIMPs afin de mieux voir les courbes.

Figure 6.1 – Courbe de taux de comptage pour les détecteurs 71 et 72, comparée au détecteur 93 (en haut) et à la courbe attendue des WIMPs (en bas). [40].

En observant la figure 6.1, les taux de comptage des détecteurs 71 et 72 en fonction de la température correspondent au comportement attendu des détecteurs face à un bruit de fond de particules α . Si des WIMPs avaient été détectés, les courbes d'ajustement

seraient une combinaison linéaire des courbes de particules α et des courbes de WIMPs. Cependant, l'hypothèse qu'il n'y a rien d'autre que des α donne le meilleur ajustement, donc la conclusion peut être tirée qu'aucun WIMP n'a été trouvé pour le moment.

6.2 Résultats récents et nouvelles limites

Avec les différentes expériences qui se développent et s'améliorent à travers le monde, il est intéressant de regarder comment PICASSO se compare.

L'expérience italienne DAMA/LIBRA est une expérience conduite au laboratoire national Gran Sasso en Italie. En 2008, ils ont confirmé d'anciens résultats indiquant l'existence des WIMPs. DAMA/LIBRA est une expérience de détection directe de la matière sombre, et trouve une modulation annuelle du flux pour détecter les WIMPs [48].

L'idée veut que, considérant un flux constant de neutralinos et mesuré pour un seuil d'énergie fixe par le détecteur, ce flux va augmenter ou diminuer dépendamment de la position et la direction du déplacement de la Terre par rapport au Soleil. Si la Terre se déplace contre le vent de neutralinos, ceux-ci vont déclencher le détecteur plus souvent, les neutralinos ayant alors plus d'énergie par rapport au laboratoire. Cependant, vu la révolution de la Terre autour du Soleil, il va venir un moment où la Terre se déplace dans le même sens que le vent de neutralinos. Dans ce cas, ceux-ci ont moins d'énergie par rapport au laboratoire et déclenchent moins souvent. C'est en cherchant cette modulation que DAMA/LIBRA dit avoir trouvé un signal de matière sombre. La modulation trouvée est montrée à la figure 6.2.

Cependant, de nombreuses critiques ont été soulevées face à cette découverte de DAMA/LIBRA, en comparant leurs résultats avec d'autres expériences n'ayant toujours pas trouvé de neutralinos [49].

CDMS (de l'anglais "Cryogenic Dark Matter Search") est une autre expérience qui tente de détecter directement la matière sombre dans le secteur indépendant du spin. CDMS est une expérience basée aux États-Unis, et leurs détecteurs sont placés dans le laboratoire souterrain de la mine de Soudan, au Minnesota. Ils affirment avoir détecté deux signaux avec une probabilité qu'il s'agisse en fait d'événements de bruit de fond de

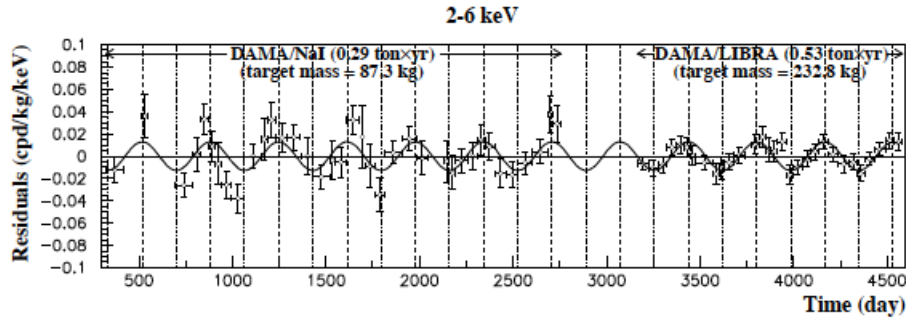


Figure 6.2 – Modulation annuelle du flux de neutralino tel que mesuré par DAMA/LIBRA. La courbe est l’ajustement par rapport aux données mesurées [48].

seulement 23% [50]. La figure 6.3 montre la distribution des événements pour les deux détecteurs ayant trouvé un signal. La plupart des événements sont du bruit de fond, et les événements dans les rectangles rouges sont la zone où le signal du neutralino est attendu. Les deux événements qui s’y trouvent sont les signaux où les candidats d’un neutralino sont attendus.

Cependant, ils précisent eux-mêmes que la présence de seulement deux événements ne signifie pas grand chose d’un point de vue statistique, donc il reste encore beaucoup de travail à faire.

PICASSO, dans tout cela, a aussi publié ses derniers résultats en 2009. Comme expliqué au chapitre précédent, le projet n’a toujours pas détecté de neutralinos, mais il a atteint la meilleure limite de détection de toutes les expériences dans le secteur dépendant du spin. La figure 6.4 montre la courbe d’exclusion publiée par PICASSO [40].

Les sections efficaces se situant au-dessus de la courbe sont exclues. Donc si le neutralino existe, sa section efficace ne peut être qu’en-dessous de la courbe. PICASSO est l’expérience de détection directe dans le secteur dépendant du spin avec la meilleure limite de détection, de 0.16 pb pour une masse de WIMP de $24 \text{ GeV}/c^2$. La courbe exclue a un niveau de confiance de 90%. Les deux courbes, SuperK et IceCube, sont les résultats d’expériences de détection indirecte de matière sombre, et dépendent du modèle utilisé. La région pleine représente la zone où DAMA/LIBRA semble avoir détecté un signal, et PICASSO en exclut une bonne partie. La région hachurée est la zone dans laquelle PICASSO devrait se retrouver une fois l’analyse des 32 détecteurs effectuée. PICASSO

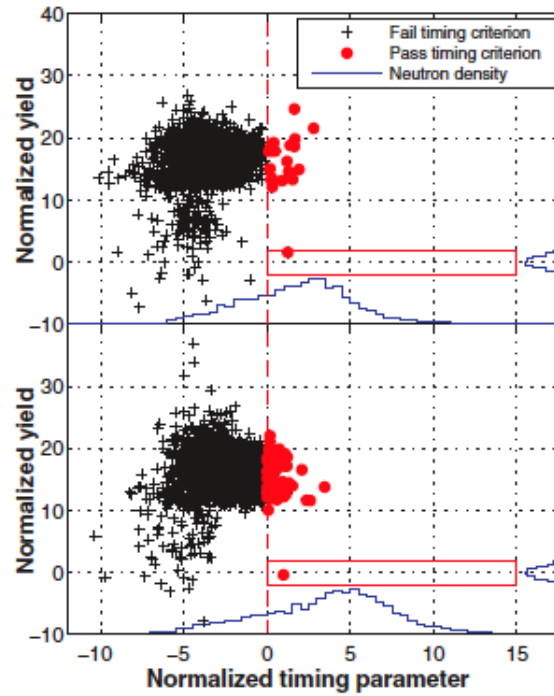


Figure 6.3 – Graphique montrant la distribution des événements de deux détecteurs de CDMS. Les rectangles rouges sont les régions où un signal de neutralino est attendu. Les deux points rouges s’y trouvant sont les événements candidats. [50]

est donc une expérience très compétitive au niveau international dans la recherche de la matière sombre, et a encore un grand potentiel pour amélioration. Cela est nécessaire si le projet veut trouver des WIMPs qui auraient une section efficace qui serait encore quelques ordres de grandeur plus petite.

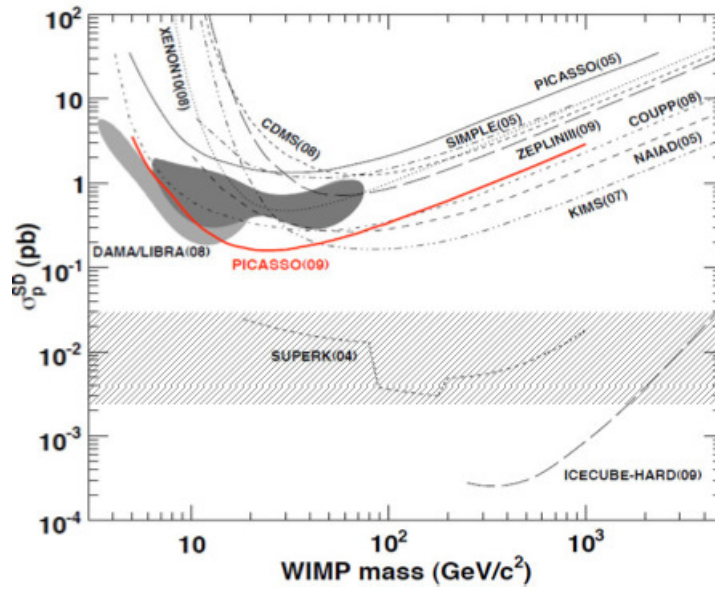


Figure 6.4 – Courbe d'exclusion de PICASSO. La courbe est comparée à d'autres expériences, et PICASSO présente la meilleure limite avec un minimum de 0.16 pb pour une masse de $24 \text{ GeV}/c^2$ à 90% de niveau de confiance. La zone grise hachurée est là où PICASSO s'attend à trouver son nouveau minimum après analyse des 32 détecteurs. La région pleine est la zone déterminée par DAMA/LIBRA et est presque totalement exclue par PICASSO. Les courbes des expériences de détection indirecte de SuperK et IceCube sont aussi montrées [40].

CONCLUSION

Avec tous ces développements, PICASSO se confirme comme une expérience de recherche de matière sombre compétitive à l'échelle internationale. Les limites des courbes d'exclusion publiées durant l'été 2009 montrent déjà une nette amélioration avec les nouvelles analyses. Les outils de discrimination FVar et EVar ont permis de beaucoup mieux comprendre le détecteur et son comportement face aux particules et différents bruits énumérés dans ce mémoire. La discrimination α -neutron observée avec EVar, étant la discrimination la plus importante à obtenir pour avoir des résultats intéressants, est un pas important qui a été franchi dans l'analyse. L'analyse des fractures par FVar permet aussi d'identifier rapidement les problèmes que peuvent rencontrer les détecteurs PICASSO, pour les régler promptement sans perdre de temps d'exposition. Certains types d'événements n'auraient non plus pu être identifiés sans l'apport de ces deux variables dans l'analyse.

Cependant, il y a toujours place à l'amélioration. En effet, malgré la discrimination montrée par EVar, il n'en reste pas moins qu'à hautes températures, cette discrimination est moins notable. Il faut trouver une nouvelle façon de calculer une variable qui donne une bonne discrimination à hautes températures, car les probabilités d'interaction d'un WIMP lourd y sont plus fortes. Une analyse du filtre passe-haut utilisé pourrait indiquer une piste à étudier. Il en va de même pour FVar, qui discrimine à peine entre les particules α et les neutrons, et perd beaucoup de fiabilité aux températures plus élevées. Là aussi, une analyse des fenêtres utilisées dans la transformée de Fourier pourrait grandement améliorer cette variable.

Mis à part les particules α , les événements de bulles d'air sont la prochaine cible à discriminer pour le projet. Déjà, les nouveaux détecteurs de PICASSO présentent de très faibles taux de comptage, et peuvent atteindre des taux similaires au détecteur sans fréon, indiquant que le bruit des bulles d'air devient important et n'est plus aussi négligeable qu'il l'était dans l'analyse publiée en 2009.

L'identification des événements inconnus se fait aussi de plus en plus pressante. Ceux-ci surviennent aux températures plus élevées, et il pourrait bien s'agir de WIMPs de faible

masse. Toutefois, la compréhension du détecteur étant ce qu'elle est pour le moment, il n'y a toujours pas assez d'informations pour se permettre de confirmer ou infirmer ces événements en tant que WIMPs. Les candidats privilégiés pour ces événements sont des rayons γ ; il faut donc effectuer plusieurs séances de calibration avec une source de rayons γ à différentes températures et étudier la nature du bruit qu'ils causeraient. Manifestement, il va falloir développer une variable permettant de les discriminer si PICASSO continue d'analyser dans ces plages de températures. Il sera par contre nécessaire de bien comprendre ces événements avant d'en arriver là, car il ne faudrait surtout pas discriminer des événements qui se pourraient être des WIMPs !

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Fritz ZWICKY : Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6, 1933.
- [2] Gianfranco BERTONE, Dan HOOPER et Joseph SILK : Particle dark matter : evidence, candidates and constraints. *Physics Reports*, 405:279–390, 2005.
- [3] T.S. van Albada et AL. : Distribution of dark matter in the spiral galaxy ngc 3198. *Astrophysical Journal*, 295:305–313, 1985.
- [4] Albert EINSTEIN : Lens-like action of a star by the deviation of light in the gravitational field. *Science*, 84(2188):506–507, December 1936.
- [5] Douglas Clowe et AL. : A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophysical Journal*, 648:L109–L113, 2006.
- [6] J. R. BROWNSTEIN et J.W. MOFFAT : The bullet cluster 1e0657-558 evidence shows modified gravity in the absence of dark matter. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 2007.
- [7] G. Hinshaw et AL. : Five-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : Data processing, sky maps, and basic results. *Astrophysical Journal*, 180:224–245, 2009.
- [8] D. Larson et AL. : Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : Power spectra and wmap-derived parameters. *Astrophysical Journal*.
- [9] Douglas P. FINKBEINER : Microwave ism emission observed by wmap. *Astrophysical Journal*, 614:186–193, 2004.
- [10] Douglas P. FINKBEINER : Wmap microwave emission interpreted as dark matter annihilation in the inner galaxy.

- [11] P. Tisserand et AL. : Limits on the macho content of the galactic halo from the eros-2 survey of the magellanic clouds. *Astronomy and Astrophysics*, 469:387–404, 2007.
- [12] Arnon DAR, Jacques GOLDBERG et Michael RUDZSKY : Dark matter and big bang nucleosynthesis. *Astrophysical Journal*, 449:550, 1995.
- [13] Katherine FREESE, Brian FIELDS et David GRAFF : Death of stellar baryonic dark matter candidates. *arXiv :astro-ph/0007444v1*, 2000.
- [14] M. MILGROM : A modification of the newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astrophysical Journal, Part 1*, 270:365–370, 1983.
- [15] Riccardo SCARPA : Modified newtonian dynamics, an introductory review. *arxiv :astro-ph/0601478v1*, 2006.
- [16] Robert H. SANDERS et Stacy S. MCGAUGH : Modified newtonian dynamics as an alternative to dark matter. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 40:263–317, 2002.
- [17] N. Boukhira et AL. : Présentation au congrès de l’acfas. 2000.
- [18] S.P. MARTIN : A supersymmetry primer. *arXiv :hep-ph/9709356v4*, 2006.
- [19] H.V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS et K. ZUBER : *Particle Astrophysics*. IoP, 2000.
- [20] J. PRIMACK : Dark matter and structure formation. *arXiv :astro-ph/9707285v2*, 1997.
- [21] G. JUNGMAN, M. KAMIONKOWSKI et K. GRIEST : Supersymmetric dark matter. *Phys. Rep*, 267:195, 1996.
- [22] J. ENGEL, S. PITTEL et P. VOGEL : Nuclear physics of dark matter detection. *International Journal of Modern Physics E*, 1(1):1–37, 1992.
- [23] F. GIULIANI : Are direct search experiments sensitive to all spin-independent weakly interacting massive particles ? *Phys. Rev. Lett.*, 95, 2005.

- [24] D.R. Tovey et AL. : A new model-independent method for extracting spin-dependent cross section limits from dark matter searches. *Phys. Lett. B*, 448, 2000.
- [25] R. D'ERRICO et R.E. APFEL : A neutron spectrometer based on temperature variations in superheated drop compositions. *Nucl. Inst. and Meth.*, 416(1):298–303, 2002.
- [26] D.A. GLASER : Some effects of ionizing radiation on the formation of bubbles in liquids. *Phys. Rev.*, 87(4), 1952.
- [27] F. SEITZ : On the theory of the bubble chamber. *Physics of Fluids*, 1:2–13, 1958.
- [28] J.D. LEWIN et P.F. SMITH : Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astroparticle Physics*, 6:87–112, 1996.
- [29] Berta BELTRAN : Pstr-08-017 - picasso temperature response to the wimp galactic halo. Rapport technique, PICASSO Scientific / Technical Report, University of Alberta, 2008.
- [30] J. GASCON : Direct search for wimp dark matter. *Astroparticles and cosmology*, pages 91–107, 2004.
- [31] Xiongxin DAI : Pstr-08-006 : Procedure for the fabrication of 4.5l salt-less picasso detector version 3.0. Rapport technique, PICASSO Scientific / Technical Report, Bubble Technology Industries, 2008.
- [32] Marie-Cécile PIRO : Fabrication et caractérisation de détecteurs à gouttelettes en surchauffe à bas bruit de fond au sein du projet picasso. Mémoire de D.E.A., Département de physique. Faculté des arts et des sciences. Université de Montréal, 2008.
- [33] Marie-Cécile PIRO : Status of the picasso experiment for spin-dependant dark matter search. In *The 47th Winter Nuclear and Particle Physics Conference*, 2010.

- [34] M. Barnabé-Heider et AL. : Response of superheated droplet detectors of the picasso dark matter search experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2005.
- [35] Marie-Hélène GENEST : *Recherche du neutralino avec le détecteur ATLAS et PICASSO*. Thèse de doctorat, Département de physique. Faculté des arts et des sciences. Université de Montréal, 2007.
- [36] R. Gornea et AL. : Data acquisition system for picasso experiment. *Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2007.
- [37] Razvan GORNEA : *Détection directe de la matière sombre avec le détecteur à gouttelettes surchauffée dans le cadre du projet PICASSO*. Thèse de doctorat, Département de physique. Faculté des arts et des sciences. Université de Montréal, 2007.
- [38] Guillaume GIROUX : Pstr-08-009 - details of the analysis procedure in the discrimination of nuclear recoils from alpha particles with superheated liquids. Rapport technique, PICASSO Scientific / Technical Report, Université de Montréal, July 2008.
- [39] F. Aubin et AL : Discrimination of nuclear recoils from alpha particles with superheated liquids. *New Journal of Physics*, 10, 2008.
- [40] S. Archambault et AL. : Dark matter spin-dependent limits for wimp interactions on ^{19}F by picasso. *Physical Letters B*, 682:185–192, 2009.
- [41] Steven W. SMITH : *Digital Signal Processing : A practical Guide for Engineers and Scientists*. Newnes, 2003.
- [42] Martin AUGER : Caractérisation de la réponse de détecteurs aux neutrons de très basses énergies dans le cadre du projet picasso. Mémoire de D.E.A., Université de Montréal, 2008.

- [43] Luis GONZALEZ-MESTRES et Denis PERRET-GALLIX : *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter*, volume II. Editions Frontieres, 1988.
- [44] Viktor ZACEK : Pstr-09-017 : A theoretical model for alpha-neutron discrimination in superheated liquids. Rapport technique, PICASSO Scientific / Technical Report, Université de Montréal, 2009.
- [45] William R. LEO : *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [46] Cecila LEVY : Gamma calibration using a new test apparatus at queen's university and optimization analysis for the picasso experiment. Mémoire de D.E.A., Queen's University, 2009.
- [47] François AUBIN : Caractérisation spatiale des événements dans les détecteurs picasso. Mémoire de D.E.A., Université de Montréal, 2007.
- [48] R. Bernabei et AL. : First results from dama/libra and the combined results with dama/nai. *European Physical Journal C*, 56(3):333–355, 2008.
- [49] Christopher Savage et AL. : Compatibility of dama/libra dark matter detection with other searches. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, (010), April 2009.
- [50] Z. Ahmed et AL. : Dark matter search results from the cdms ii experiment. *Science*, 327(5973):1619, 2010.

Annexe I

Dark Matter Spin-Dependent Limits for WIMP Interactions on ^{19}F by PICASSO



Dark matter spin-dependent limits for WIMP interactions on ^{19}F by PICASSO

S. Archambault^a, F. Aubin^{a,1}, M. Auger^{a,2}, E. Behnke^e, B. Beltran^c, K. Clark^{b,3}, X. Dai^{b,4}, A. Davour^b, J. Farine^d, R. Faust^a, M.-H. Genest^{a,5}, G. Giroux^{a,2}, R. Gornea^{a,2}, C. Krauss^c, S. Kumaratunga^a, I. Lawson^g, C. Leroy^a, L. Lessard^a, C. Levy^b, I. Levine^e, R. MacDonald^c, J.-P. Martin^a, P. Nadeau^d, A. Noble^b, M.-C. Piro^a, S. Pospisil^f, T. Shepherd^e, N. Starinski^a, I. Stekl^f, C. Storey^b, U. Wichoski^d, V. Zacek^{a,*}

^a Département de Physique, Université de Montréal, Montréal, H3C 3J7, Canada

^b Department of Physics, Queen's University, Kingston, K7L 3N6, Canada

^c Department of Physics, University of Alberta, Edmonton, T6G 2G7, Canada

^d Department of Physics, Laurentian University, Sudbury, P3E 2C6, Canada

^e Department of Physics & Astronomy, Indiana University South Bend, South Bend, IN 46634, USA

^f Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Prague, C2-28002, Czech Republic

^g SNOLAB, Sudbury, P3E 2C6, Canada

ARTICLE INFO

Article history:

Received 28 June 2009

Received in revised form 9 November 2009

Accepted 9 November 2009

Available online 13 November 2009

Editor: S. Dodelson

PACS:

95.35.+d

29.40.-n

34.50.Bw

Keywords:

Dark matter

WIMPs

Superheated droplets

SNOLAB

ABSTRACT

The PICASSO experiment at SNOLAB reports new results for spin-dependent WIMP interactions on ^{19}F using the superheated droplet technique. A new generation of detectors and new features which enable background discrimination via the rejection of non-particle induced events are described. First results are presented for a subset of two detectors with target masses of ^{19}F of 65 g and 69 g respectively and a total exposure of 13.75 ± 0.48 kg.d. No dark matter signal was found and for WIMP masses around $24 \text{ GeV}/c^2$ new limits have been obtained on the spin-dependent cross section on ^{19}F of $\sigma_F = 13.9$ pb (90% C.L.) which can be converted into cross section limits on protons and neutrons of $\sigma_p = 0.16$ pb and $\sigma_n = 2.60$ pb respectively (90% C.L.). The obtained limits on protons restrict recent interpretations of the DAMA/LIBRA annual modulations in terms of spin-dependent interactions.

© 2009 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

The PICASSO experiment (Project in Canada to Search for Super-Symmetric Objects) searches for cold dark matter through the direct detection of neutralinos via their spin-dependent (SD) inter-

actions with ^{19}F nuclei [1–3]. The use of the light target nucleus ^{19}F , together with a low detection threshold of 2 keV for recoil nuclei makes PICASSO particularly sensitive to low-mass WIMPs. This is important as few experiments are sensitive below $15 \text{ GeV}/c^2$ and it is precisely in this mass range where recent interpretations of the DAMA/LIBRA annual modulations in terms of SD interactions remain partially unchecked [4,5].

The elastic spin-dependent (SD) cross section for WIMP scattering at tree level and zero momentum transfer has the form [6,7]

$$\sigma_{\text{SD}} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \left(\frac{M_W M_A}{M_W + M_A} \right)^2 (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_N \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (1)$$

where G_F is the Fermi constant, M_W and M_A are the masses of the WIMP and the target nucleus, $a_{p,n}$ are the effective proton (neutron) coupling strengths, $\langle S_{p,n} \rangle$ are the expectation values of

* Corresponding author.

E-mail address: zacek@fys.umontreal.ca (V. Zacek).

¹ Present address: Department of Physics, McGill University, Montréal, H3A 2T8, Canada.

² Present address: Laboratorium für Hochenergiephysik, Universität Bern, CH-3012 Bern, Switzerland.

³ Present address: Department of Physics, Case Western Reserve University, Cleveland, OH 44106-7079, USA.

⁴ Present address: AECL Chalk River Laboratories, Chalk River, ON, K0J 1J0, Canada.

⁵ Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität, D-85748 Garching, Germany.

the proton (neutron) spins in the target nucleus and j is the nuclear spin.

With the exception of neutralino scattering on free protons, ^{19}F is one of the most favourable target nuclei for the direct detection of SD interactions [1,9]. As measurements and shell model calculations of nuclear magnetic moments show, the spin $S_{1/2}$ of the ^{19}F nucleus is carried almost exclusively by its unpaired proton (e.g. $\langle S_p \rangle = 0.441$ and $\langle S_n \rangle = -0.109$ in [8]), which enhances the spin-dependent cross section in ^{19}F by nearly an order of magnitude compared to other frequently used detector materials. Fluorine is also complementary to other SD target isotopes like ^{23}Na , ^{127}I and $^{129,131}\text{Xe}$ in terms of the WIMP-proton (a_p) and WIMP-neutron (a_n) couplings. This is due to the negative sign in the ratio of the expectation values of the proton and neutron spins which leads to a different range of sensitivities in the a_p – a_n plane [10–12].

The goal of the PICASSO project at SNOLAB is to exploit the favourable properties of ^{19}F by using C_4F_{10} as target material and by employing the superheated droplet detection technique, which is based on the operation principle of the classic bubble chamber [13,14]. Other dark matter experiments based on similar techniques are SIMPLE, using droplets of C_2ClF_5 and CF_3I [15,16] and COUPP, which operates a bubble chamber filled with CF_3I [17]. Previous physics results of our studies have been published in [18,19]. In the meantime progress has been made in several areas and data are presently being taken with 32 detector modules with an increased active mass of ^{19}F of about 65 g per module, with lower intrinsic background and an increased droplet size (Section 3). New discrimination variables, derived from the signal wave forms have been discovered, which allow an efficient suppression of non-particle induced backgrounds (Section 4). In this letter we report the first application of these new tools to a set of two detectors, resulting in competitive limits obtained with a relatively modest exposure (Section 5).

2. Detector response and energy thresholds

The active detector material in PICASSO is liquid C_4F_{10} , with a boiling temperature of $T_b = -1.7^\circ\text{C}$ at a pressure of 1.013 bar and a critical temperature of $T_c = 113.3^\circ\text{C}$. The detector is formed by suspending droplets of C_4F_{10} in an inactive polymerized gel matrix. The droplets are therefore in a metastable, superheated state at ambient temperature and pressure. In this condition a heat spike due to the energy deposited by an ionizing particle can cause the formation of a vapour bubble. This phase transition is explosive in nature and accompanied by an acoustic signal in the audible to ultrasonic frequency range. This can easily be registered by piezoelectric transducers.

In order for a phase transition to occur, a particle has to deposit a minimum amount of energy E_{th} within a given length L_{th} . Both, E_{th} and L_{th} , decrease exponentially with temperature and are functions of the surface tension at the liquid–vapour interface and the superheat, which is defined as the difference between the vapour pressure of the liquid and the smaller external pressure. Details on the operation principle and the underlying thermodynamic model are described in [19–22].

If dE/dx is the mean stopping power of incident particles, then the energy deposited along L_{th} is $E_{dep} = L_{th} \cdot dE/dx$ and the condition for triggering a phase transition becomes $E_{dep} \geq E_{th}$. The dependence of the threshold energy E_{th} on temperature and pressure may be studied with neutron induced nuclear recoils. For this purpose extensive calibrations were performed at the Montréal tandem accelerator facility. The mono-energetic neutrons used for calibration were produced via nuclear reactions with mono-energetic protons via the $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ and $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ reactions. The mea-

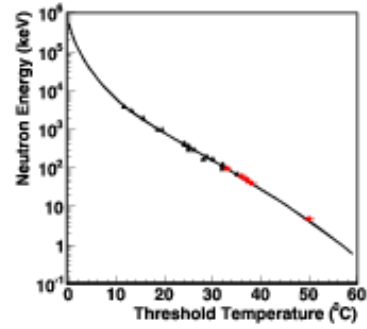


Fig. 1. Relation between neutron energy and threshold temperature for superheated C_4F_{10} (1 bar). Mono-energetic neutrons were produced at the Montréal Tandem accelerator using the nuclear reactions $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ (black triangles) and $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ (red circles). In the case of ^{51}V five resonances were selected yielding mono-energetic neutrons with sub-keV widths at $E_p = 4.8, 40, 50, 61$ and 97 keV, respectively. Recoil energies of ^{19}F at threshold are related to the neutron threshold energies by $E_{th}^F(T) = 0.19E_n^p$. Solid curve: prediction of the thermodynamical model. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

surements with the Li target cover a range of neutron energies from 100 keV up to 5 MeV and the obtained results are discussed in detail in [19,20]. With improved proton beam stability at the Montréal facility these calibrations could be recently extended with a ^{51}V target down to a neutron energy of 4.8 keV.

In order to acquire sufficient statistics close to threshold the proton beam energies were tuned to one of the numerous resonances in the $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ reaction cross section. In particular five resonances have been selected, each with a width smaller than one keV, yielding mono-energetic neutrons of $E_n = 4.8$ keV, 40 keV, 50 keV, 61 keV and 97 keV [23]. The detectors used for these measurements were much smaller in size (30 mL) but fabricated in the same way, especially with similar droplet diameters, as the standard detectors used in dark matter runs. For each selected neutron energy data were taken by ramping the temperature up and down for a given pressure. Since close to threshold the cosmic ray induced n-background can amount to 50% of the total count rate, each neutron run at a fixed temperature was followed by a background run at the same temperature. For a fixed neutron energy the data have been normalized by the integrated proton current and the count rate of a ^3He counter mounted behind the target was used to compensate for short, off-resonance, beam energy fluctuations. For a given neutron energy the threshold temperature T_{th} is then extracted by extrapolating the curves down to a few degrees below the lowest point measured. The relation between neutron energy and threshold temperature is shown in Fig. 1.

For the energies interesting here, $E_{th}^n(T)$ follows an exponential temperature dependence. Outside this range thermodynamic considerations require that the threshold curve rejoins $E_{th}^n(T_c) = 0$ keV at the critical temperature T_c and $E_{th}^n(T_b) = \infty$ keV at the boiling temperature T_b . The energy of ^{19}F recoils at threshold is then given by the relation:

$$E_{th}^F(T) = 0.19E_{th}^n(T) = (4.93 \pm 0.15) \times 10^3 \exp[-0.173 \times T(^{\circ}\text{C})] \text{ (keV)} \quad (2)$$

where the kinematic factor 0.19 relates the measured neutron energy to the corresponding maximum fluorine recoil energy. The error of 3% is largely due to the systematic errors in the temperature measurements during the test beam runs.

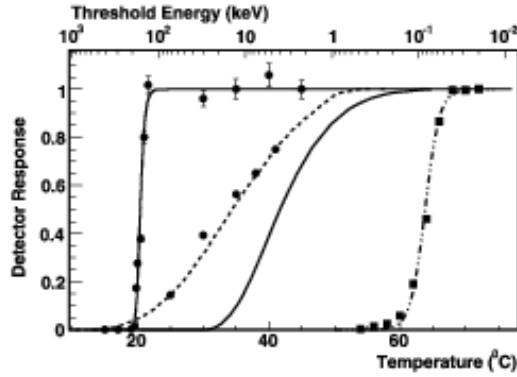


Fig. 2. Detector response to different types of particles as a function of temperature for detectors loaded with C_4F_{10} droplets of $\sim 200 \mu\text{m}$ in diameter. From left to right: alpha particles of 5.5 MeV in a detector spiked with ^{226}Ra (fit to data points represented by continuous line); nuclear recoils from fast neutrons of an AmBe source compared to simulations (dotted line); expected response for nuclear recoils following scattering of a 50 GeV c^{-2} WIMP (continuous line); response to 1.275 MeV gamma rays of a ^{22}Na source (dashed line). All responses are normalized to one at full detection efficiency. Temperatures are converted into ^{19}F threshold energies (upper X-axis) by using relation (2) in the text. If not visible, experimental errors are smaller than the symbols.

The measurements at the lowest neutron energy ($E_n = 4.8 \text{ keV}$ or $E_{th}^* = 0.9 \text{ keV}$) are particularly challenging since at threshold and above, the detector had to be operated between 48°C and 60°C where C_4F_{10} becomes sensitive to the 320 keV gamma rays ($T_{1/2} = 28 \text{ d}$) following de-excitation of ^{51}Cr . Therefore this background had to be measured independently during a beam off period after each neutron run and subtracted from the data. Since the detector is not sensitive to gamma-rays themselves, but rather to δ -electrons with energies smaller than a few keV produced on the tracks of Compton scattered electrons [21], the observed gamma sensitivity affirms the very low energy thresholds attained at 50°C (see also Fig. 2). The temperature range of operation in PICASSO with $18.5^\circ\text{C} < T < 45^\circ\text{C}$ then translates (in reversed order) into sensitivities to ^{19}F recoils with energies in the range of $2.0 \text{ keV} < E_F < 200 \text{ keV}$. Since each temperature corresponds to a well defined recoil energy threshold, the spectrum of the particle induced energy depositions can then be reconstructed by ramping the temperature.

It was found moreover that the detection threshold is not a sharp step function, but rises gradually from threshold to full efficiency [24]. The probability $P(E_{dep}, E_{th})$, that an energy deposition E_{dep} larger than the energy threshold E_{th} will generate a nucleation can be approximated by:

$$P(E_{dep}, E_{th}(T)) = 1 - \exp\left[\alpha\left(1 - \frac{E_{dep}}{E_{th}(T)}\right)\right] \quad (3)$$

where the parameter α describes the observed steepness of the threshold. This parameter is related to the intrinsic energy resolution and reflects the statistical nature of the energy deposition and its conversion into heat; it has to be determined experimentally for each superheated liquid and for different particle species, respectively. The adopted value of $\alpha = 2.5 \pm 0.5$ corresponds to the best fit to the temperature response functions where the resonances were best defined. This new value is larger than our earlier quoted result of $\alpha = 1.0 \pm 0.1$ [20,21]; this is explained by the fact that now the α -parameter has been re-evaluated using simulations which take into account the low energy tail in the neutron beam profile due to scattering of neutrons off the environment of the de-

tector area. It is thus normal that α should have a larger value than when it was assumed that the neutron beam was a delta function. The new adopted value also reproduces best poly-energetic neutron source spectra and (m_{th}, p) -response functions for chlorine containing freons [24–26]. Work is in progress to still better define this parameter and in particular to investigate a suspected energy dependence.

Complete simulations of the detector response to mono-energetic test beam neutrons and poly-energetic neutrons from an AcBe source show that all data are in good agreement with the simulations and can be well described with a consistent set of the variables which parametrize the underlying model assumptions [21]. The response to different kinds of particle interactions depends on the respective specific energy losses. Examples are shown in Fig. 2: WIMP induced recoil energies of ^{19}F nuclei are expected to be smaller than 100 keV and therefore become detectable above 30°C . Particles which produce only low ionization densities, such as cosmic ray muons, γ - and β -rays are observed at temperatures above 50°C . They are well separated from the strongly ionizing neutron or WIMP induced recoils, which allows an efficient suppression of such backgrounds at the level of 10^{-8} to 10^{-10} [20].

Alpha particles show a different behaviour: Data obtained with ^{226}Ra spiked detectors and detector modules with a significant contamination of U, Th or their daughters show that the sensitivity to alpha particles, which are contained entirely in the droplets, starts with a sharp step at 21°C (Fig. 2). At higher temperatures the liquid becomes sensitive to smaller dE/dx on the tracks and the recoiling daughter nucleus itself. However, since the detector is already fully sensitive to alpha particles immediately above threshold, the temperature response levels off in a plateau and the detector remains fully sensitive to alpha particles over the entire range of the WIMP sensitivity. Therefore, since the shapes of the WIMP and alpha curves differ substantially, the alpha background can be efficiently discriminated by measuring the temperature profile of the detector response. This property is exploited in this analysis (Section 4).

3. Detectors and experimental set up

The current generation of PICASSO detectors consists of cylindrical modules of 14 cm inner diameter, 40 cm height and a wall thickness of 1.4 cm. They are fabricated from acrylic and are closed on top by stainless steel lids sealed with polyurethane O-rings. Each detector is filled with 4.5 litres of polymerised emulsion loaded with droplets of C_4F_{10} . The active part of each detector is topped by a 4 cm thick layer of mineral oil, which is connected to a hydraulic manifold. The typical distribution of the droplet sizes seen by neutrons or WIMPs (i.e. weighted by droplet volume) peaks at a diameter of $200 \mu\text{m}$ with a variance of around $100 \mu\text{m}$. The mass of C_4F_{10} in each detector is about 85 g, corresponding to 68 g of ^{19}F . It can be determined with a precision of 1% by weighing the detector components during the fabrication. Additional uncertainties in the mass determination are attributed to inactive C_4F_{10} , either due to diffusion of C_4F_{10} into the gel ($< 1.7\%$) or contained in microscopic droplets which might not be able to trigger ($< 1\%$). Therefore after fabrication the detector loading is verified by a separate measurement in the known flux of an AcBe neutron source with a combined statistical and systematic error of 5%. Both methods were found to yield consistent results within the given uncertainties. The active mass quoted for each detector is then the one determined by weighing to which an uncertainty of 5% is assigned.

The present installation at SNOLAB accommodates 32 detector modules. A group of four detectors is installed on rubber

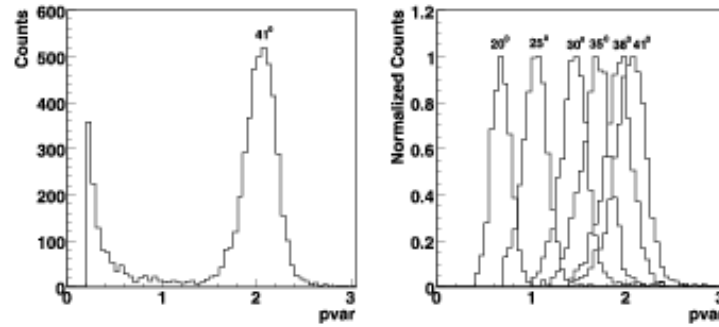


Fig. 3. Distribution of the integrated signal power $pvar$ recorded in calibrations with poly-energetic neutrons from an $AxClu$ source. For a given event $pvar$ is constructed by averaging over the waveforms of at least six transducers per detector. Neutrons induced recoils accumulate in a peak (the same peak where WIMP induced recoils are expected); this peak is well separated from acoustic and electronic noise (left). The measured temperature dependence of the recoil peaks (right) serves to define a temperature dependent cut (95% acceptance) to the left of the centroid in order to reject non-particle induced events.

shock absorbers in a thermally and acoustically insulated box, serving as a temperature control unit. The external dimensions are $56 \times 65 \times 65 \text{ cm}^3$. These sub-units are arranged into a larger, eight unit super-cube. The operating temperature in each sub-unit can be varied independently from 20 to 55 °C and the temperature is regulated in each unit individually with a precision of $\pm 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$. Finally the entire installation is surrounded by 238 water cubes of 30.5 cm edge-length, which serve as neutron moderator and shielding.

At the location of the experiment at SNOLAB, with a depth of 2070 m, the cosmic muon flux is reduced to a level of $0.29 \text{ muons m}^{-2} \text{ d}^{-1}$ [27]. The ambient thermal neutron flux from the rock was measured to be $4144.9 \pm 49.8 \pm 105.3 \text{ neutrons m}^{-2} \text{ d}^{-1}$ [28]. The fast neutron flux is less well known, but has been estimated to be about $4000 \text{ neutrons m}^{-2} \text{ d}^{-1}$. Since the entire set up is tightly surrounded by water cubes, which provide a 30.5 cm thick shielding against fast neutrons coming from the rock, we expect from Monte Carlo simulations another factor 100 in flux reduction. This would result in an expected count rate at the level of $10^{-3} \text{ counts h}^{-1} \text{ g}^{-1}$, which is two orders of magnitude below the count rate of the detectors which are the subject of this analysis.

After a measuring cycle of 40 h at ambient mine pressure (1.2 bar, unregulated) the detectors are recompressed for 15 h at a pressure of 6 bar in order to reduce any C_4F_{10} gas bubble back to a droplet in order to prevent further bubble growth or coalescence which could damage the polymer. For detector recompression, each unit is equipped with a hydraulic pressure manifold serving four detectors. The pressure is continuously monitored and controlled.

Each detector is read out by nine piezoelectric transducers on the outside wall of the containers at three different heights. The middle level is rotated by 60° with respect to the other two levels to provide a uniform distribution of sensors. The transducers are constructed using ceramic disks (PZ27 Ferroperm) with a diameter of 16 mm and 8.7 mm in thickness. A typical transducer signal starts with a fast rise, a maximum typically within the first 100 μs , followed by a series of slower oscillations, which settle down after several milliseconds. The signals are amplified by high impedance pre-amplifiers with a gain of 3500, resulting in a sensitivity for pressure amplitudes of 1000 mV Pa^{-1} . High and low pass RC filters in the front end electronics define a band pass concentrated between 10 kHz and 50 kHz. The lower limit was chosen in order to reduce low frequency acoustic noise and the upper limit was imposed by the timing requirements of the ADC system [29].

An event triggers if at least one transducer signal is larger than a threshold of 300 mV and all nine transducer channels of a de-

tector are read out. The trigger is fully efficient for signals above 24 °C, which is the temperature region of concern in this analysis. At temperatures below those used in this analysis the decreasing signal amplitudes start to fall below threshold. In this case the trigger efficiency is inferred from the truncated signal amplitude distributions. The dead time of the DAQ system is negligible during normal data runs. By comparing the signal arrival times of the different sensors, the position of each event can be reconstructed in 3D with a precision of $\pm 5 \text{ mm}$. This will allow the fiducialization of events in future analyses.

4. Event by event discrimination and analysis

In addition to passive shielding against neutrons and gamma rays, dark matter experiments usually exploit specific features in the transients of the primary signal, such as pulse shape, or rise or decay times, in order to discriminate between nuclear recoils and other events. A search in PICASSO for signatures in the recorded transducer signals showed that the intensity and frequency content of the acoustic signals indeed contains information about the nature of the primary event [30]. From this information, variables can be constructed, which allow an event by event discrimination between particle and non-particle induced backgrounds.

Calibration data with fast neutrons of AcBe , AmBe and Cf sources showed that the amplitude distributions of the high frequency content of the signals ($> 18 \text{ kHz}$) have a well defined peak. In addition it was found that alpha particle induced signals are significantly more intense than those of neutrons (and therefore of WIMP events). In both cases the energy released during vaporisation increases with temperature, but stays well defined for a given temperature. A detailed discussion of this phenomenon can be found in [30].

The variable $pvar$ is a measure of the integrated sound intensity of the fast component of an event signal. In order to construct $pvar$, first a Bessel band pass filter is used to cut off frequencies below 18 kHz. For each event, the recorded waveform from each transducer is squared and integrated over the signal duration, starting from a fixed pre-trigger time. The logarithm of this integral is taken, and the resulting values are averaged over all active transducers for each event. Finally the averaged value is rescaled such that $pvar = 0$ corresponds to the lowest observed value in each detector [26,31,32]. Particle induced events, such as neutrons and alpha particles, show up as well defined distributions, clearly separated from noise (Fig. 3) and the centroid varies smoothly as a function of temperature.

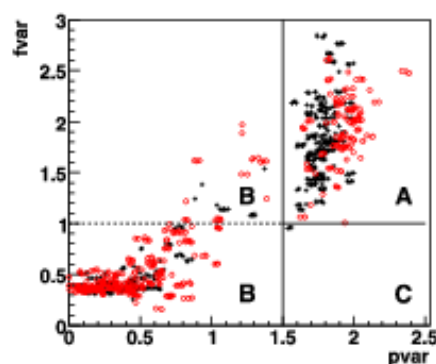


Fig. 4. The signal energy and frequency related variables $pvar$ and $fvar$ allow the classification of events into distinct categories. Shown are data from N -calibration (black crosses) and WIMP runs (red circles) for det. 71 used in this analysis. Neutron induced nuclear recoils from AmBe calibrations are located in region A; alpha particle events from WIMP runs appear displaced to the right in region A; electronic and acoustic noise, such as mine blasts, populate the lower region B; fracture events produced by primary events in the polymer would be located in region C, but do not occur in this detector. Data were recorded at 35 °C. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

Another acoustic signature for particle induced nucleations has been constructed from the power spectrum of the fast Fourier transforms (FFT) [33]. Studies of the FFT of neutron induced signals have shown that the majority of the signal power resides in a frequency range from 20 kHz up to 70 kHz. By taking the logarithm of the ratio of the contents within the intervals of 20 kHz up to 30 kHz and 45 kHz up to 55 kHz, another variable, $fvar$, is constructed which also allows the discrimination of particle induced and non-particle induced events.

A scatter plot of $fvar$ vs. $pvar$ at 35 °C is shown in Fig. 4 and various regions of different signals and backgrounds are identified. Particle induced events such as neutron induced recoil nuclei from calibration runs with poly-energetic neutrons and background events obtained during WIMP runs are concentrated in region A. The neutron induced recoils are well defined in a band between $1.6 < pvar < 1.8$, whereas events caused by alpha particles extend to larger values ($1.6 < pvar < 2.3$). Acoustic signals which fall into region B are for example blast events created by mining activity. Also in region B are events due to sporadic electronic pulses with amplitudes larger than 300 mV trigger the system. The lack of these events in the preceding DAQ system indicates that these events are electronics related. The corresponding transients in other channels have much smaller amplitudes probably due to electronic cross talk. These events show up at very small values of $pvar$ and are completely eliminated by the applied cuts. Another class of rare events was observed wherein two events occur within a time separation of 0.01 s. This corresponds to the minimum time difference allowed by the data acquisition system for a subsequent event to be recorded. In this case the data acquisition is re-triggering on the long lasting ringing of a primary signal and produces a false event. These events are removed by the $pvar$, $fvar$ cuts and an additional time cut discussed below.

The so-called fracture events, occur when a primary event causes several secondary events in the same area. These would appear in region C. Since the polymer matrix can be weakened or fractured, some secondary events might appear several seconds after the primary event. This effect has been studied by exposing a test detector to a high neutron flux in order to enhance the occur-

rence of this kind of events. It was found that the follow-up events which are not due to particle induced nucleations have a different response in the frequency variable $fvar$; they occur in region C and are efficiently removed.

These discriminating variables have been applied first to a set of two detectors (71 and 72) with ^{19}F target mass of 65.06 ± 3.2 g and 69.0 ± 3.5 g, respectively. The analysis is presently being extended to the remaining 30 detectors, which were installed between late 2008 and 2009 and we expect a very competitive limit will be obtained when the detectors have been fully characterized and the analysis can be completed. The runs used for this analysis covered the period from June 2007 until July 2008, with three neutron source calibration periods interspersed, which allowed monitoring the stability over the period of data taking. The temperatures were varied in the range from 45 to 18.5 °C, which corresponds to a range of threshold energies from 2 to 200 keV. A total of 101.5 d (103.5 d) of data taking time has been used in this analysis for det. 71 (72), respectively, which results in a total exposure of 13.75 ± 0.48 kgd. Two independent analyses have been performed and yielded consistent results.

The analysis proceeds in 4 steps:

- In analysing a WIMP run, at least six working acoustic channels per detector are required and the first hour of each run is removed in order to allow for detector stabilization after re-pressurizing and de-pressurizing (1 hr-off cut).
- Next, a cut is applied on the power variable $pvar$. In order to determine the best value of the $pvar$ cut to use, neutron calibration runs were carried out at defined temperatures with a weak AmBe neutron source (69 s^{-1}), placed 10 cm, equidistant from the detectors. The results are shown in Fig. 3 for one of the detectors (det. 72), used in this analysis. Once the $pvar$ distributions are obtained from calibration runs, a Gaussian curve is fit to the neutron response curve and a cut value, $pcut(T)$ is determined such that 95% of neutron (or WIMP) induced recoils with $pvar > pcut(T)$ are accepted. For temperature points where no calibrations have been done, cut values are inferred by interpolating the curve fit to the measured $pcut(T)$ values. In a given run, all events with $pvar > pcut(T)$ are selected as particle induced bubble events. Gain instabilities, variations in acoustic signals and variations in material properties that might give rise to a shift of the signal amplitudes and which could affect the stability of $pvar$ over time were studied. In particular a gain map was established for all transducer channels from the neutron calibration data and the average signal amplitudes of each channel was adjusted to a common reference value. These adjustments were found to be smaller than $\pm 7\%$ per channel and had a negligible influence on the analysis. Repeated neutron calibrations showed that changes of the $pvar$ -distributions were smaller than 2.5% over the period under consideration.
- A wide cut on the frequency variable $fvar$ is applied with an acceptance of $> 98\%$ for particle induced events, mainly in order to remove spurious blast or fracture events which could contaminate the signal region. This cut does not vary with temperature.
- A time veto is applied after each event: in normal data runs signal rates should ideally be due to WIMPs, or background events due to ambient neutrons, gammas or alpha particles from U/Th contaminations and their daughters. All these are randomly produced and as such, a distribution of the time intervals between successive events, Δt , should follow Poisson statistics with the mean being equal to the inverse of the count rate of the associated background source. Therefore, in order to check the quality of our data, after application

Table 1

Effect of applied cuts. Since the observed count rates are constant over the observed temperature range, all WIMP runs have been combined together.

	Number of events remaining after each cut in sequence	
	Detector 71	Detector 72
Total triggers	7322	5784
After pcut/fcut	1836	566
After 1 hr-off cut	1768	543
After Δt cut	1555	496

of pcut (T) the Poisson expectation is fit to the Δt distributions in all of our WIMP runs and the reduced chi square for different Δt cut values is checked. We noticed, that before applying the pcut, an excess of events with time differences smaller than 200 s appeared (fracture events; see Section 3). Although after application of pcut no statistically relevant degradation of the chi-squared was observed, a precautionary veto of $\Delta t = 200$ s was applied for both detectors at the cost of an increase in dead time by 3.7% and 1.1% for det. 71 and det. 72 respectively.

In summary, four cuts were used: the temperature dependent pcut (T), with an acceptance of 95% for particle induced events, a wide cut in the frequency variable fvar, a 1 hr-off cut after decompression and a $\Delta t = 200$ s veto between successive events. The effects of these cuts are shown in Table 1. The most selective cut is pcut (T) which rejects 75% and 90% of all triggers for det. 71 and 72, respectively.

5. Results

After correction for dead times and the pvar acceptance the count rates are normalized by the amount of target mass in each detector (i.e. grams of ^{19}F) and the respective live times in order to obtain the count rate in counts $\text{h}^{-1} \text{g}^{-1}$ as a function of temperature, as shown in Fig. 5. The count rates of detectors 71 and 72 show a steep threshold at 21.5 °C and a flat plateau between 24 °C and 45 °C. At higher temperatures the count rates increase again sharply, when the detectors start to become sensitive to delta electrons produced on the tracks of Compton electrons. The scattering gamma rays are produced in the detectors themselves and are mainly due to ^{40}K which is a contaminant of the CsCl salt used in the fabrication.

In the plateau region the averaged count rates are $0.0114 \pm 0.003 \text{ counts h}^{-1} \text{g}^{-1}$ for det. 71 and $0.0037 \pm 0.0002 \text{ counts h}^{-1} \text{g}^{-1}$ for det. 72. In Fig. 5 (top) the two data sets are compared with those of detector 93, with a similar loading and droplet size distribution, but with higher background count rate due to U/Th contaminations. All three detectors exhibit temperature profiles identical to the response of the ^{226}Ra spiked detector shown in Fig. 2 and the observed count rates are attributed to alpha particles. The thresholds are shifted by 1.5 °C to higher temperatures with respect to the ^{226}Ra -data, which is expected because of the increased ambient pressure of 1.2 bar at SNOLAB. In order to quantify this shift in threshold we took advantage of the improved statistics of detector 93. A fit of the alpha response curve, determined from the ^{226}Ra spiked detector to these data results in a reduced chi-squared of 1.15, 1.25 and 1.5 for the detectors 71, 72 and 93, respectively. The alpha nature of the recorded events has been confirmed independently by applying the alpha-neutron discrimination feature discussed in Section 3 and in more detail in [30]. In the very probable case that the alpha emitters are located in the polymer matrix we expect a geometric detection efficiency for alpha particles of 0.3%. This would result in an alpha activity in det. 72 of 3.3 mBq per kilogram of total detec-

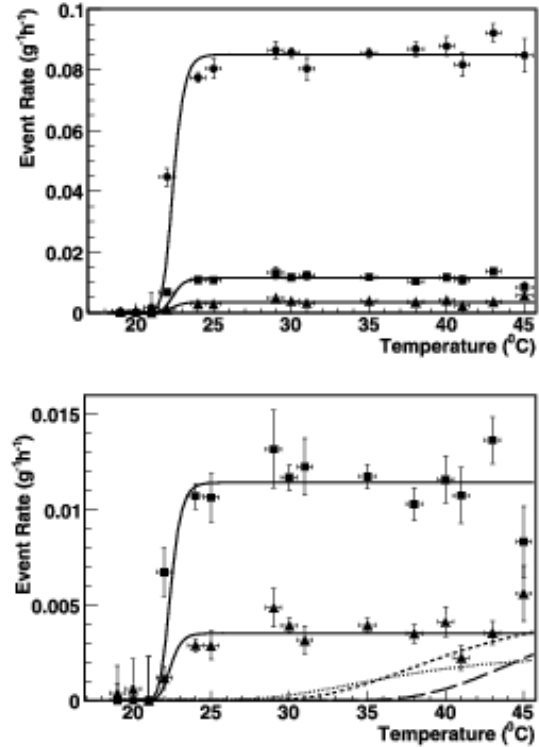


Fig. 5. Count rates as a function of temperature. The rates are normalized by the active mass of ^{19}F and indicate the different levels of α -background. Top: detector 93 (dots) with its higher α -background serves as a reference to define the α -threshold; detectors 71 (squares) and 72 (triangles) are used in this analysis. Bottom: zoom of the rates of det. 71 and 72. Also shown are the expected response curves for WIMP induced nuclear recoils for $M_W = 10 \text{ GeVc}^{-2}$ (broken), 30 GeVc^{-2} (dashed) and 100 GeVc^{-2} (dotted); a cross section of $\sigma_F = 1 \text{ pb}$ was assumed for clarity.

tor material, which translates into a contamination at the level of $2.7 \times 10^{-10} \text{ gUg}^{-1}$ or $8.1 \times 10^{-11} \text{ gThg}^{-1}$, if secular equilibrium is assumed and if only one isotope contributes.

In order to compare the data of detectors 71 and 72 to the expected ^{19}F recoil spectrum for interactions with WIMPs in our galactic halo, we follow the recommendations in [6] and use as halo parameters a local WIMP matter density of 0.3 GeVc^{-3} , a neutralino velocity dispersion in the halo of 230 km s^{-1} , an earth-halo relative velocity of 244 km s^{-1} and a galactic escape velocity of 600 km s^{-1} . Keeping the WIMP mass and the cross section as parameters, the expected WIMP induced count rate can be calculated as a function of temperature by applying the threshold function given in (3) to the expected WIMP induced recoil spectrum. Details of these calculations can be found in [20,21]. The resulting response curves are shown for several WIMP masses in Fig. 5 (bottom). They differ significantly in shape from the flat alpha background and therefore by fitting the two distributions to the data an upper bound can be set on the interaction cross section σ_F on ^{19}F for a given value of WIMP mass M_W .

The two free parameters of the fit are the scale factor of the alpha plateau and the cross section $\sigma_F (M_W)$ for a given WIMP mass. The minima of the reduced chi-squares were found to lie around $\chi^2 = 1.2$ and 1.1 for detectors 71 and 72, respectively over

a mass range from $M_W = 7$ to $1000 \text{ GeV}c^{-2}$. By combining the fit results of both detectors in a weighted average we obtain the maximum sensitivity for a WIMP mass of $M_W = 24 \text{ GeV}c^{-2}$ and a cross section of $\sigma_F = -0.446 \text{ pb} \pm 10.83 \text{ pb} \pm 0.61 \text{ pb}$ (1σ), compatible with no effect. This result can be converted into a limit on the cross section for WIMP induced reactions on ^{19}F of $\sigma_F = 13.9 \text{ pb}$ (90% C.L.).

The following systematic uncertainties (1σ) have been included in the evaluation of these limits: (a) a 20% uncertainty in the energy resolution parameter α resulting in a 2% error on the cross section limits; (b) a 5% error in the determination of the active mass of the detectors (see Section 2); (c) a 3% error in the energy scale due to systematic errors in the temperature measurements during test beam calibration and which lead to an uncertainty of 2% on the cross section limits; (d) a 2.5% uncertainty in the p_{var} cut acceptance and a 1.5% uncertainty due to curve fitting of p_{cut} (T) result in a 3% uncertainty in the limits; (e) atmospheric pressure changes at the level of 3% introduce uncertainties in the superheat and are equivalent to a corresponding uncertainty in the temperature scale of $\pm 0.4^\circ\text{C}$ at 20°C and $\pm 0.1^\circ\text{C}$ at 40°C ; the latter result in an uncertainty of about 1% on the limits; (f) similarly the hydrostatic pressure gradient of $\pm 2\%$ with respect to the centre of each detector module is translated into a temperature uncertainty over the detector and introduces another uncertainty of $\pm 1\%$ in the cross section.

In order to compare our results to other experiments we follow the model independent procedure outlined in [10–12] and express our results in terms of WIMP scattering on nucleons, by assuming that all events are either due to WIMP-proton scatterings ($a_n = 0$) or WIMP-neutron scatterings ($a_p = 0$). Then the cross section on the nucleons can be written as:

$$\sigma_{n,p} = \sigma_F \left(\frac{\mu_{p,n}}{\mu_F} \right)^2 \frac{C_{p,n}}{C_{p,n(F)}} \quad (4)$$

where $\mu_{p,n}$ are the WIMP-nucleon reduced masses and $C_{p,n}$ are the enhancement factors for scattering on free nucleons. The enhancement factor for nucleon scattering on ^{19}F is given by $C_{n,p(F)} = (8/\pi) \alpha_{p,n}^2 (S_{p,n})^2 (J+1)/J$ and the values of the ratios $C_{p(F)}/C_F = 0.778$ and $C_{n(F)}/C_F = 0.0475$ are taken from [8].

Using (4) we can translate the obtained fit results for σ_F into a cross section measurement on free protons of $\sigma_p = -0.0051 \text{ pb} \pm 0.124 \text{ pb} \pm 0.007 \text{ pb}$ (1σ) which results in a limit of $\sigma_p = 0.16 \text{ pb}$ (90% C.L.) for a WIMP mass of $24 \text{ GeV}c^{-2}$. The resulting exclusion plot for the cross section on protons as a function of the WIMP mass is shown in Fig. 6, where we also compare the obtained limits with the most recent results of other experiments in the spin-dependent sector.

Since the nuclear spin in ^{19}F is carried essentially by the $2s_{1/2}$ proton, the sensitivity to neutrons is small, but not negligible. Adopting the nuclear model for ^{19}F discussed in [8], the sensitivity to WIMP scattering on neutrons should be reduced by a factor 0.061 with respect to protons. This leads to a cross section limit on free neutrons of $\sigma_n = 2.60 \text{ pb}$ at 90% C.L. ($M_W = 24 \text{ GeV}c^{-2}$), which is about a factor of 300 less stringent than the leading constraints for WIMP neutron scattering obtained by CDMS [35], XENON10 [38] and ZEPLIN [34].

Once the limits on the free nucleon cross sections are obtained, the allowed regions in the parameter plane of the nucleon coupling strengths a_p – a_n can be found following the prescriptions in [10, 20]. In PICASSO the allowed values of a_p and a_n are constrained in the a_p – a_n plane to the inside of a band defined by two parallel lines of slope $(S_n)/(S_p) = -0.247$. In order to compare with other experiments a WIMP mass of $M_W = 50 \text{ GeV}c^2$ was chosen as a reference and the results are shown in Fig. 7.

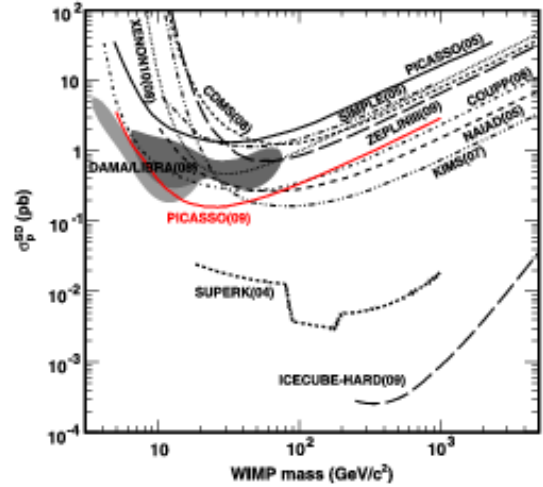


Fig. 6. Upper limits on direct spin-dependent WIMP-proton cross sections. PICASSO limits are shown as full lines. Additional curves are COUPP [17], ZEPLIN [34], SIMPLE [15], CDMS [35], KIMS [36], NAIAD [37], XENON10 [38]. The observed annual modulation by the DAMA/LIBRA [4] experiment interpreted by [5] in terms of spin-dependent cross sections is shown as the filled regions (dark grey: without ion channeling; light grey with ion channeling). Also included are the limits from the indirect searches of Super-Kamiokande [39] and IceCube [40]. Data courtesy of [41].

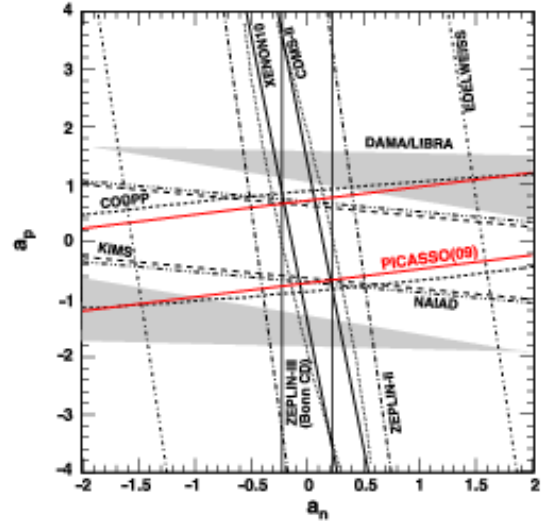


Fig. 7. Plane of the effective coupling strengths a_p , a_n for protons and neutrons for a WIMP mass of $50 \text{ GeV}c^{-2}$. The allowed DAMA/LIBRA region discussed in [5] is indicated as the grey shaded region. Each other experiment excludes the exterior of the corresponding bands at 90% C.L. This plot has been adopted from [34] and refers to the references given in Fig. 6.

6. Conclusions

Significant progress has been achieved recently in PICASSO. The analysis of a first set of two out of 32 new-generation detectors resulted in improved limits for spin-dependent neutralino interactions of 0.16 pb on protons and 2.60 pb on neutrons at 90% C.L. for

a WIMP mass of $24 \text{ GeV} c^{-2}$. In the WIMP-proton spin-dependent sector the new limits rule out a substantial part of the allowed parameter space of the DAMA/LIBRA experiment if no ion channelling is assumed, but leave still some room if the ion channelling hypothesis is adopted [4,5].

The main differences and improvements with respect to our previous published results are: 1) an increase in droplet size by a factor of 20 and a factor of 10 increase in active mass per detector; 2) an improved purification technique resulting in a reduced alpha background; 3) a new discrimination of particle induced events from non-particle produced events by 2D cuts on a new set of variables which are related to the signal energy and frequency content; 4) a new discrimination of neutrons from alpha particles. This last feature has not been exploited yet and is the subject of analysis work in progress. With a full analysis using this latter feature and extended to the full set of detectors we expect a substantial further increase in sensitivity.

Acknowledgements

We wish to acknowledge the support of the National Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC), the Canada Foundation for Innovation (CFI), the National Science Foundation (NSF) for funding and the Czech Ministry of Education, Youth and Sports within the project MSM6840770029 for financial support. We also thank SNOLAB and its staff for its hospitality and for providing help and competent advice whenever needed. This work is also supported by the NSF grant PHY-0856273 and the Indiana University South Bend Research and Development Committee.

References

- [1] J. Ellis, R. Flores, *Phys. Lett. B* 263 (1991) 1.
- [2] M.T. Dine, et al., *Phys. Rev. C* 61 (2000) 054612.
- [3] V.A. Bednyakov, et al., *arXiv:hep-ph/0412067*, 2004.
- [4] R. Bernabai, et al., *Eur. Phys. J. C* 56 (2008) 333, *arXiv:0804.2741*, 2008.
- [5] C. Savage, et al., *arXiv:0808.3607*, 2008.
- [6] J.D. Lewin, P. Smith, *Astropart. Phys.* 6 (1996) 87.
- [7] J. Engel, et al., *Int. J. Mod. Phys. E* 1 (1991) 1.
- [8] A.F. Pacheco, D.D. Strottman, *Phys. Rev. D* 40 (1989) 2131.
- [9] V. Bednyakov, et al., *Phys. Rev. D* 55 (1997) 503.
- [10] D.R. Toomey, et al., *Phys. Lett. B* 488 (2000) 17.
- [11] F. Giuliani, *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 161301.
- [12] F. Giuliani, T.A. Girard, *Phys. Lett. B* 588 (2004) 151.
- [13] D.A. Glaser, *Phys. Rev.* 87 (1952) 665.
- [14] V. Zaslav, *Nuovo Cimento A* 107 (1994) 1247.
- [15] T.A. Girard, et al., *Phys. Lett. B* 621 (2005) 233.
- [16] F. Giuliani, T. Morlat, T.A. Girard, *Phys. Rev. D* 75 (2007) 063503.
- [17] E. Behrke, et al., *Science* 319 (2008) 933.
- [18] L.A. Hamel, et al., PICASSO Collaboration, *Nucl. Inst. and Meth. A* 388 (1997) 91.
- [19] N. Boudhria, et al., PICASSO Collaboration, *Astropart. Phys.* 14 (2000) 227.
- [20] M. Bernabai-Heider, et al., PICASSO Collaboration, *Phys. Lett. B* 624 (2005) 186.
- [21] M. Bernabai-Heider, et al., PICASSO Collaboration, *Nucl. Inst. and Meth. A* 555 (2005) 184.
- [22] F. Seitz, *Phys. Fluids* 1 (1) (1958) 2.
- [23] J.H. Gibbons, R.L. Macklin, H.W. Schmitt, *Phys. Rev.* 100 (1955) 167.
- [24] F. D'Erica, *Nucl. Inst. and Meth. B* 184 (2001) 229.
- [25] R. Faust, Etude Monte Carlo des mesures d'éclatage aux neutrons et aux particules α du détecteur PICASSO, MSc thesis, Université de Montréal, 2008.
- [26] M. Auger, Caractérisation de la réponse des détecteurs aux neutrons de très basses énergies dans PICASSO, MSc thesis, Université de Montréal, 2008.
- [27] B. Abouin, et al., SNO Collaboration, *arXiv:hep-ph/0902.2775*, 2009.
- [28] M.C. Browne, Preparation for deployment of neutral current detectors for the Sudbury Neutrino Observatory, PhD thesis, North Carolina State University.
- [29] R. Gomez, et al., IEEE Trans. on Nuclear Science, NSS'07 1 (2007) 115.
- [30] F. Aubin, et al., PICASSO Collaboration, *New J. Phys.* 10 (2008) 103017.
- [31] R. Gomez, Détection de la matière sombre avec le détecteur à gouttelettes surchauffées dans le cadre du projet PICASSO, PhD thesis, Université de Montréal, 2008.
- [32] G. Giroux, Analyse des données et étude systématique de la réponse des détecteurs dans le cadre du projet PICASSO, MSc thesis, Université de Montréal, 2008.
- [33] K. Clark, New and improved spin-dependent dark matter limits using the PICASSO experiment, PhD thesis, Queen's University, 2008.
- [34] V.N. Lebedenko, et al., *arXiv:0901.4348*.
- [35] Z. Ahmed, et al., *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009) 011301.
- [36] H.S. Lee, et al., *Phys. Rev. Lett.* B 616 (2007) 091301.
- [37] G.J. Alner, et al., *Phys. Lett. B* 653 (2007) 161.
- [38] J. Angle, et al., *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008) 021303.
- [39] S. Dodel, et al., *Phys. Rev. D* 70 (2004) 083523.
- [40] R. Abou, et al., *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009) 201302.
- [41] R.J. Gaitskell, V. Mandic, <http://dmtools.brown.edu>.

Annexe II

Liste des événements utilisés dans le catalogue

Cette annexe présente les différents événements utilisés dans le chapitre 5 pour le catalogue d'événements. Chaque figure est représentée individuellement par un tableau. La première colonne identifie le type d'événement, mis à part pour la figure 5.21, qui identifie la température. La deuxième colonne donne le numéro de la séance de prise de donnée, la troisième identifie le détecteur. La quatrième colonne identifie les événements utilisés : soit la liste des événements, ou lorsqu'il est écrit "tous", tous les événements de la séance. La dernière colonne identifie le canal. La plupart du temps, il est écrit "moyenne", ce qui signifie que la moyenne du signal est prise sur tous les canaux disponibles. Si un chiffre est écrit, c'est alors le numéro du canal.

Figure 5.1 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Neutrons	0.1968.4	71	2	Moyenne

Figure 5.2 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Neutrons	0.1968.4	71	Tous	Moyenne

Figure 5.3 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Alpha	0.2125.4	71	8	Moyenne

Figure 5.4 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Neutrons	0.1968.4	71	Tous	Moyenne
Alphas	0.2125.4	71	Tous	Moyenne

Figure 5.6 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Fracture	1.734.1	138	Tous	0

Figure 5.7 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Fracture	1.734.1	138	1428	0

Figure 5.8 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Fracture	1.734.1	138	Tous	0

Figure 5.9 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Fracture	0.2199.4	129	42	Moyenne

Figure 5.10 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Fracture	0.2199.4	129	Tous	Moyenne

Figure 5.11 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Événements multiples	0.2547.4	136	36	Moyenne

Figure 5.12 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Neutrons	0.1968.4	71	$9.8 < EVar < 10.7$	Moyenne
Événements multiples	0.2547.4	136	10, 11, 12, 13, 15, 20, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 31, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 43, 44, 51, 52, 53, 54, 55, 57	Moyenne

Figure 5.13 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Acoustique	0.2125.4	93	37	0

Figure 5.14 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Pic	0.2125.4	93	11	0

Figure 5.15 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Bruit sans pic	0.2125.4	93	11	7

Figure 5.16 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Neutrons	0.1968.4	71	$9.8 < EVar < 10.7$	Moyenne
Acoustique	0.2125.4	93	16, 30, 33, 34, 37, 41, 46, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 66	0
Pic	0.2125.4	93	1, 5, 9, 10, 11, 12, 13, 26, 95, 96, 106, 495	Moyenne

Figure 5.17 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Bulles d'air	0.2425.4, 0.2435.4, 0.2440.4, 0.2475.4, 0.2476.4, 0.2515.4, 0.2516.4, 0.2517.4	140	Tous	Moyenne

Figure 5.18 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Bulles d'air	0.2435.4	140	63	Moyenne

Figure 5.19 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Neutrons	0.1968.4	71	$9.8 < EVar < 10.7$	Moyenne
Bulles d'air	0.2425.4 0.2435.4 0.2440.4 0.2475.4 0.2476.4 0.2515.4 0.2516.4 0.2517.4	140	15 63, 64, 85, 86, 87 43, 46, 47, 60 43, 54, 68 13, 47, 50, 89 1, 30, 33, 34 9, 19, 32 23, 39, 41	Moyenne

Figure 5.20 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Saturés	0.2517.4	93	60	0

Figure 5.21 :

Température	Séance	Détecteur	Événement	Canal
40 °C	0.1657.2, 0.1677.2	71	Tous	Moyenne
45 °C	0.1659.2, 0.1671.2	71	Tous	Moyenne
50 °C	0.1663.2, 0.1673.2	71	Tous	Moyenne
52 °C	0.1665.2, 0.1667.2	71	Tous	Moyenne

Figure 5.22 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Inconnus	0.1673.2	71	49	Moyenne

Figure 5.23 :

Type d'événement	Séance	Détecteur	Événement	Canal
Inconnus 45 °C	0.1671.2	71	3, 8, 17, 42, 63, 72, 104, 152, 192, 202, 220, 221, 280, 283, 304, 315, 321, 326, 327, 341, 345, 369, 380, 384, 385, 402, 403, 410, 480	Moyenne
Inconnus 50 °C	0.1673.2	71	7, 8, 9, 24, 33, 47, 49, 50, 72, 75, 86, 87, 98, 106, 109, 110, 112, 118, 123, 124, 125, 129, 156, 162, 167, 187, 190, 190, 198, 219, 222	Moyenne